الضوء الفيزيائي

منشورات جامعة دمشق
كليـــــة العـــــلوم

الضوء الفيزيائي

الدكتور فادي قمر
مدرس في قسم الفيزياء

جامعة دمشق

1432 - 1433 هـ

2011 - 2012 م

المحتويات

تقـــديــم

الفيزياء علمٌ أتقن حرفة التأمل وعرف المعنى الأعمق للتفكر، علمٌ ســبر غــور هذا الكون فكشف بعض أسراره وخفاياه، إنه علم السؤال.

ولئن سأل سائل عن بداية **الفيزياء** فإن بدايتها كانت بسؤال؛ سؤال سأله متأمــل تأمل فقال لماذا!!! لماذا تسير الأمور كما تسير؟ ولماذا يمــضي الكــون بهــذا السبيل؟ ثم توالى المتسائلون فهذا يسأل كيف؟ وذاك يسأل؟ لماذا فكانــت قــصة **الفيزياء** التي بدأت بكيف ولن تنتهي بلماذا......

ولمن سأل عن حدود **الفيزياء** فالجواب: إن حدودها الكون، فهي تدرس العــالم من حولنا، تدرس ما نراه وما نسمعه، ما نلمسه وما نجهلــه، تــصف الأجــسام شكلها وفعلها، حركتها و سكونها، **جهرها** و **مجهرها**، بدأت بالذرة أصــغر مــا يكون لتنتهي بالكون أعظم ما يمكن أن يكون من مجرات و نجوم، واســترعاها ما نراه ولا نسمعه، نحس به ولا نفقهه، ضــوء نبــصره ولا نتبــصره فكانــت الفيزياء قصة طويلة ورحلة جميلة بدأت بسؤال: لماذا نرى الأجسام من حولنــا؟ وكيف ندرك بالرؤيا ما حولنا؟ وكثرت الإجابات ولم تخل من خطأ في البدايات، فكان أول ما قيل بأن عيوننا ترسل نحو الأجسام ضوءاً كالقناديل ثم تتلقاه بعد أن ينعكس عن الأجسام ليكون لها في العين صورة. وظلت هذه الفكرة سائدة فتــرة من الزمان، وأسست عليها أمور كثيرة إلى أن بُين عكس ما قيل من قبل العــالم العربي الحسن ابن الهيثم الذي بين أن الضوء ينعكس عن الأجسام و ليس مــن عين الأنام، ولكن ما هو الضوء؟ سؤال آخر جديد توالت إجاباته لزمن ليس منــا ببعيد، الضوء موجة لا بل هو جسيمات تنتشر، ولكن التجربة أبت إلا أن تظهــر بأن الضوء ليس تماماً كما قيل، وإنما هي جسيمات أحياناً و أحياناً أمواج تسير. وهكذا و بالاستفادة من نظرية التكميم: فالضوء ليس بالموجة ولا بالجسيم إنمــا هو موجة يخطها الجسيم.

وهناك من الظواهر الكثير الكثير مما يذهل ويثير، قسّم الضوء لتفسيرها إلى علوم ثلاثة: فأما الأول فهو الضوء الهندسي والذي يتعامل مع الضوء كأشعة ويدرس مسير الضوء وظواهره كالانعكاس، والانكسار، وأدواتٍ استخدمت لذلك كالعدسات والمرايا والمواشير. وأما الثاني فالضوء **الفيزيائي** أو الطبيعي والذي هو موضوع هذا الكتاب و سيأتي الحديث عنه بعد قليل. وأما الأخير فالضوء الكمومي والذي يدرس تفاعل الضوء مع المواد أو مع الذرات بشكل أدق معتمداً على أحدث النظريات الفيزيائية ألا وهي النظرية الكمومية.

أما بالنسبة للضوء الفيزيائي موضوع الكتاب، فيدرس الضوء طبيعةً وسلوكاً، معتمداً في ذلك على النظرية الموجية؛ يدرس ظواهرَ جميلة للضوء تخالف ما يمكن أن يعتقد أن يكون، ويُعنى الضوء الفيزيائي بالتفسير المنطقي والتحليل الفيزيائي لظواهر الضوء، بالإضافة للقوانين والعلاقات الناظمة لذلك، وسيرى قارئ الكتاب ميلاً إلى المعاني والمفاهيم الفيزيائية أكثر من القوانين والمعادلات الرياضية (دون إهمالها بالتأكيد)، وأن التركيز منصبٌ على ظواهر ثلاث ألا وهي التداخل والانعراج والاستقطاب وتطبيقاتها. ولئلا أطيل أقول ختاماً إن هذا الكتاب سيساعد على فهم الكثير من الظواهر التي نراها عندما نتعامل مع الضوء خاصة ومع الأمواج الكهرطيسية عامة والتي طالما حيرت عقول العلماء والمفكرين لتكون موضحة ومبينة بين دفتي هذا الكتاب الذي أسأل الله العلي العظيم أن يكون نافعاً ومفيداً بما حواه من علم و تطبيقات لكل من قرأه ودرسه. وتذكر أخي الطالب بأن:

"لا تخف من الفيزياء بل استفد من قوتها و ادرسها للمتعة"

والله ولي التوفيق

المؤلف

دمشق في 2009/03/28

الفصل الأول

(طبيعة الضوء و مفاهيمه الأساسية)

1. طبيعة الضوء و مفاهيمه الأساسية

1.1 مقدمة

سيتم في هذا الفصل عرض مراجعة سريعة لأساسيات في علم الاهتزازات و الأمواج ليستفاد منها لاحقاً في فهم و دراسة طبيعة الضوء الموجية. و بعدها سيتم التعرف على طبيعة الضوء وعلى أهم مفاهيمه بدءاً من النظرية الموجية التقليدية (نظرية ماكسويل) مروراً بالطبيعة الجسيمية ثم الطبيعة المزدوجة (الموجية الجسيمية) للضوء. وسيضم هذا الفصل أيضاً لمحة سريعة عن أهم المصادر الأساسية الطبيعية و الصناعية لتوليد الضوء المترابط و غير المترابط وأهم الوحدات الضوئية المستعملة.

2.1 الضوء وعلوم الضوئيات

الضوء هو جزء من الطيف الكهرطيسي الممتد من أشعة غاما ذات الطول الموجي 3×10^{-17} m إلى الأمواج الراديوية الطويلة التى تقاس بالكيلومتر. و للضوء قسمان مرئي و غير مرئي فالجزء المرئي من الضوء يتضمن الأطوال الموجية التى تراها عين الإنسان من الطيف الكهرطيسي والتي تمتد عبر شريط ضيق جداً منه يقع بين حوالى 700 nm للون الأحمر و 400 nm للون البنفسجى، أما المناطق الطيفية المجاورة لهذا الشريط (منطقة الأشعة تحت الحمراء المجاورة للمنطقة الحمراء و منطقة الأشعة فوق البنفسجية المجاورة للمنطقة البنفسجية على الجانب الآخر) فهي جزء غير مرئي من الضوء.

يعرف علم الضوء أو الضوئيات بأنه علم دراسة الضوء وينقسم إلى ثلاثة مجالات هي:

أ) الضوء الهندسي Geometrical Optics الذي يعتمد طريقة انتشار الضوء كأشعة.

ب) الضوء الطبيعي أو الفيزيائي Physical Optics والذي يختص بتفسير طبيعة الضوء وسلوكه و يعتمد أساساً على النظرية الموجية.

جـ) الضوء الكمومي Quantum Optics و هذا المجال يتعامل مع تفاعل الضوء مع ذرات المادة معتمداً في معالجته على نظرية الكم.

يستخدم كل واحد من المجالات السابقة أسلوب معالجة نظرية مختلفاً عن الآخر. فلدراسة الظلال أو تكون الصور بواسطة المرايا أوالعدسات و معرفة مسار الضوء في الأجهزة الضوئية يعد الضوء عبارة عن أشعة تسير في وسط متجانس بخطوط مستقيمة. و لكن عند تقصي طبيعة الضوء وجد أن هناك بعض الظواهر كالتداخل و الانعراج (الحيود) و الاستقطاب بالإضافة إلى الانعكاس و الانكسار لا يمكن تفسيرها إلا إذا اعتبر الضوء عبارة عن أمواج. و من جهة أخرى وجدت ظواهر تتعلق بتفاعل الضوء مع المادة و انبعاثه منها أو امتصاصه من قبلها كظواهر توزيع الطاقة على طيف انبعاث (إصدار) الجسم الأسود أو المعتم Black body radiation و الانبعاث الكهروضوئي Photoelectric emission (انبعاث الإلكترونات من سطوح المعادن عند سقوط الضوء عليه)، لم تتمكن النظرية الموجية للضوء من تفسيرها ولم تفسر إلا بعد ظهور نظرية الكم التي بدأها بلانك Planck عام 1900 و التي تعدُّ الضوء عبارة عن كمات Quantum من الطاقة سميت فوتونات Photons؛ طاقة كل فوتون منها تساوي جداء مقدار ثابت يسمى ثابت بلانك مضروباً بتردد الموجة الضوئية.

3.1 أساسيات في علم الاهتزازات و الامواج

قبل الخوض في دراسة طبيعة الضوء لابد من تذكر بعض المفاهيم الأساسية في علم الاهتزازت و الأمواج.

1. 3. 1 مفهوم الأمواج و خصائصها الأساسية

- الموجه هي الاضطرابات التي تنتشر عبر الوسط بسرعة معينة.
- الانتقال يصف انتشار تلك الاضطرابات.
- الأمواج تنقل الطاقة و الاندفاع والمعلومات ولكنها لا تنقل الكتلة.
- الأمواج تنتشر بسرعة محدودة (أحياناً يطلق عليها اسم سرعة الموجة) تعتمد على:
  - نوع الموجة.
  - تكوين الوسط.
  - حالة الوسط.

1. 3. 2 تصنيف الأمواج

أ- تصنف الأمواج حسب وسيط الانتشار:

- أمواج ميكانيكية: المادة هي وسيط نقل الاضطراب كما في الأمواج الصوتية.
- أمواج كهرطيسية: الحقول الكهربائية والمغناطيسية هي الوسيط التي تنقل الاضطراب كما في الأمواج الضوئية.
- أمواج الجاذبية: حقل الجاذبية هو وسيط الانتشار (وجود أمواج الجاذبية لم يثبت بعد).

ب - تصنيف الأمواج حسب طريقة الانتشار:

- **أمواج عرضية: الاضطرابات عمودية على اتجاه الانتشار (الشكل (1. 1)).**
  - جميع الأمواج الكهرطيسية هي عرضية بما فيها أمواج الضوء.

- الذروة: هي أعلى نقطه انزياح في الاتجاه الإيجابي.

- القاع: هو أعلى نقطه انزياح في الاتجاه السلبي.



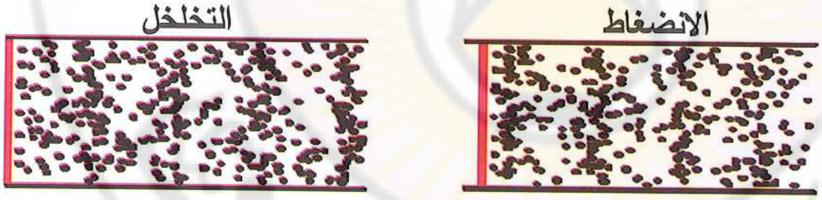
الشكل (1. 1): الأمواج العرضية.

- **أمواج طولية: الاضطرابات توازي جهة الانتشار (الشكل (1. 2)).**

- الصوت هو موجة طولية.

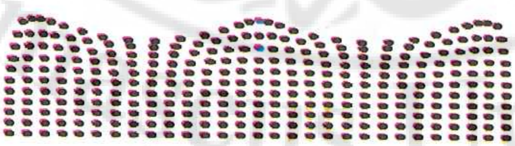
- الانضغاط أو التكثيف: هو المنطقة التي يكون فيها الوسط تحت ضغط.

- التخلخل أو التوسع: هو المنطقة التي يكون فيها الوسط تحت الشد.



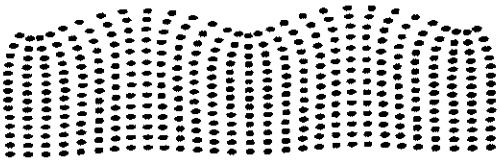
الشكل (1. 2): الأمواج الطولية.

- **أمواج سطحية أو أمواج معقدة (الشكل (1. 3)):** هي تركيب من موجة طولية و عرضية و المتشكلة قرب سطح بعض الأوساط.



الشكل (1. 3): الأمواج السطحية.

- **أمواج التوائية (الشكل (1. 4)):** الاضطرابات تسبب التواءاً في الوسط.



الشكل (1. 4): الأمواج الالتوائية.

ج – تصنيف الأمواج من حيث التكرارية:

- **عارضة أو نبضية:** الاضطراب مؤقت ومفاجيء.
- **دورية أو هارمونية أو قطار من الأمواج:** الاضطرابات تتكرر في فترات منتظمة.

د – تصنيف الأمواج من حيث المظهر:

- **أمواج تقدمية (منتشرة):** يبدو أنها تتحرك.
- **أمواج مستقرة:** يبدو أنها لا تتحرك.

1. 4 طبيعة الضوء

1. 4. 1 مقدمة تاريخية

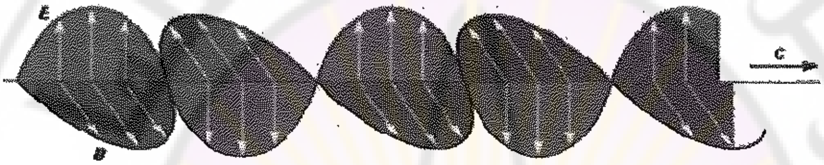
تعود نظريات تفسير حقيقة الضوء إلى ماقبل الميلاد، ففي عام /500 BC/ أعلن بيتافوراعتقاده بأن الضوء ماهو إلا تبخر حار ينطلق من عين الإنسان، ثم جاء بعده ايفكليد وقال إن الضوء هو أشعة تنطلق من عين الإنسان وتصطدم بالأجسام وبنى على ذلك قوانين الانعكاس والانتشار المستقيم للضوء، أما الحسن ابن الهيثم في القرن العاشر الميلادي فقد بين بطلان النظرية السابقة و قال إن الضوء هو أشعة تنطلق من المادة المشعة لتصل إلى عين الإنسان وهي النظرية المتعارف عليها حالياً، وفي القرن نفسه بيَّن العالم الرياضي ابن سهل القوانين الجيبية للانكسار و التي استخدمها لاحقاً ديكارت في القرن السابع عشر في دراساته، و أثمر تطور علم الضوء على يد العلماء العرب و المسلمين عن

ظهور و تطوير بعض الأجهزة الضوئية كالمجاهر و النظارات الضوئية وفي القرون الوسطى تابع علم الضوء تطوره و اكتشفت ظواهر ضوئية جديدة كظاهرة الانعراج. درس نيوتن في عصر النهضة الأوروبية ظواهر التبديد في الموشور، وقال إن الضوء جسيمات تنطلق من المادة المشعة وتنتشر وفق خط مستقيم، ولكن فرضيته اصطدمت بحاجز كبير عند دراسة ظواهر ضوئية كالتداخل والانعراج، ثم جاء هويغنز وافترض أن الضوء ذو طبيعة موجية طولية تنتشر في الأثير، ولكن نظريته أخفقت في تفسير ظاهرة الاستقطاب وغيرها من الظواهر، وذلك لأن الاستقطاب (ظاهرة موجية عرضية). إن التبيان الصريح للطبيعة الموجية للضوء كان على يد توماس يونغ بداية القرن الثامن عشر من خلال تجربة التداخل الشهيرة (شقا يونغ).[1] أما فرينل في أواخر القرن الثامن عشر فقد قال إن الضوء عبارة عن أمواج عرضية وبالتالي استطاع تفسير الاستقطاب وإشعاعه، ثم جاء ماكسويل ونظريته الكهرطيسية فكان فتحاً عظيماً وبداية جديدة في علم الضوء. استطاعت النظرية الموجية تفسير ظواهر التداخل و الانعراج و الاستقطاب إلا أنها أخفقت في تفسير تفاعل الإشعاع مع المادة وخصوصاً الفعل الكهرضوئي الذي اكتشفه العالم هرتز و ظل هذا التفاعل دون تفسير إلى أن اكتشفت النظرية الكمومية في بدايات القرن العشرين على يد ماكس بلانك حيث افترض أن طاقة الإشعاع الصادر عن جسم أسود ساخن لا تملك قيماً مستمرة بل تكون متقطعة، استفاد انشتاين لاحقاً من هذه النظرية فاستطاع تفسير المفعول الكهرضوئي وعندها تبلورت النظرية الجسيمية للضوء التي أوضحت أن الضوء هو عبارة عن كمات من الطاقة تدعى بالفوتونات، وهي تملك كتلة حركية وطاقة كمية حركة (اندفاع خطي) وعزم كمية حركة (اندفاع زاوي) وبالتالي فالضوء ذو طبيعة مزدوجة جسيمية – موجية، وتمكن العالم بول ديراك فيما بعد أن يربط النظرية الكهرطيسية

للضوء ونظرية الفوتون. توالت بعدها الاكتشافات في منتصف القرن الماضي حيث اكتشف الميزر والليزر، وتطور علم الضوء ليظهر ما يسمى بالالكترونيات الكمومية وبات يعرف الضوء بأنه فوتونات تتحرك بحركة موجية.

1. 4. 2 مفاهيم أساسية في الضوء

- **الضوء المرئي:** هو موجة كهرطيسية عرضية (الشكل (1. 5)) يمكن أن تراها العين المجردة.



الشكل (1. 5): توزع الحقل الكهربائي والحقل المغناطيسي ضمن الموجة الكهرطيسية المؤلفة للضوء لدى انتشارها.

- ظهرت الطبيعة الموجية للضوء في البداية من تجارب التداخل و الانعراج.
- يمكن أن ينتقل الضوء في الفراغ ككل الأمواج الكهرطيسية.
- الطبيعه العرضية للأمواج الضوئية تظهر من مفهوم الاستقطاب.
- الضوء أطلق قديماً على المجال المرئي من الإشعاع الكهرطيسي أما حديثاً فالأشكال الأخرى من الإشعاع الكهرطيسي و التي لا تراها عين الإنسان تسمى مجازياً في بعض الأحيان بالضوء كمجال الضوء تحت الأحمر و الفوق البنفسجي.

- **يولد الضوء بإحدى طريقتين:**

1. **التوهج:** انبعاث الضوء من مادة ساخنة (كلفن 800 $\gtrsim$ T).

2. **التألق:** هو انبعاث الضوء عندما يسقط الالكترون المثار إلـــى ســـويات أدنى (في مواد قد تكون أو لا تكون ساخنة).

- **سرعة الضوء:**

- سرعة الضوء في الفراغ يرمز لها عادة بالحرف c.
- سرعة الضوء تتوقف على الوسط الذي تنتقل فيه.
- سرعة الضوء في الفراغ ثابت عالمياً في جميع الأطر المرجعية وهـــو يساوي 299 792 458 m/sec.
- سرعة الضوء تتغير حسب الوسط الذي تنتشر فيه و هي أقل من سرعة الضوء في الفراغ تدعى النسبة بينهما بقرينة الانكسار $n = c/v$.
- سرعة الضوء في الفراغ هي أكبر من سرعة أي شي ذي كتلـــة حتـــى لوكان منتشراً في الفراغ.

- **سعة موجة A الضوء تتعلق بشدته I حيث ($I \sim A^2$).**

- الشدة هي المقياس المطلق لكثافة طاقة الموجة الضوئية.
- السطوع هو شدة الضوء الصادر عن واحدة السطوح من منبع ضوئي و التي يمكن قياسها باستعمال كواشف ضوئية.

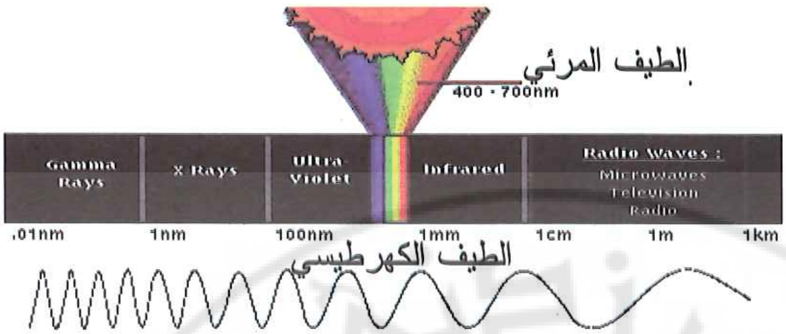
- **تواتر موجة الضوء مرتبط بلونه.**

  - **يكون الضوء و حيد اللون عندما يملك تردداً و حيداً.**

- معظم الليزرات تشع في مجالات موجية ضيقة جداً بحيـــث يمكـــن اعتبار الضو الصادر عنها بتقريب جيد ضوء و حيد اللون.
- هناك ثلاثة ألوان رئيسية (أزرق، أخضر، أحمـــر) و فـــي بعـــض المصادر (أزرق، أصفر، أحمر) و سته ألوان شائعة وهي (مرتبـــة

حسب تزايد الطول الموجي): بنفسجي، أزرق، أخضر، أصفر، برتقالي، أحمر و كل لون من هذه الألوان هو عبارة عن مجال مستمر من الطيف الكهرطيسي المرئي.

- **الضوء المركب يتضمن الكثير من التواترات المختلفة.**
  - معظم المنابع الضوئية هي أضواء متعددة الألوان.
  - الضوء الأبيض هو ضوء مركب.
- **الرسم النسبي لشدة الضوء بدلالة تواتره يسمى الطيف (الجمع: أطياف).** على الرغم من ارتباط هذا الاسم بالضوء لكنه يمكن أن يطلق على أي ظاهرة موجية أخرى.
  - الطيف المستمر هو الطيف الذي يكون فيه التواتر ممثلاً بمجال معين كطيف إشعاع الجسم الأسود.
  - الطيف المتمايز هو الطيف الذي يحوي على مجموعات منفصلة و متمايزة من التواترات فمثلاً الالكترونات المثارة في الغاز تصدر أطيافاً متمايزة.
- **طول موجة الضوء λ تتناسب عكسيا مع تواتره.**
  - الضوء غالباً ما يوصف بطول موجته في الفراغ. إن الحيّز من طيف الأمواج الكهرطيسية (الشكل (1. 6)) الذي يتحدد بأطوال موجية واقعة في المجال ما بين 100 nm~ ← 1cm~ ينتمي إلى الطيف الضوئي.
  - طول موجة الضوء المرئي محصورة في المجال ما بين بداية الضوء البنفسجي عند 400 nm إلى 700 nm نهاية الضوء الأحمر للطيف المرئي.



الشكل (1. 6): طيف الأشعة الكهرطيسية و توزعاته.

ويبين الجدول (1. 1) المجالات التي يقسم إليها الطيف الكهرطيسي مقرونة بطاقة الفوتونات مقدرة بالالكترون فولط (eV) والأطوال الموجية مقدرة بالميكرومتر (μm) و التواترات مقدرتة بالهرتز (Hz) التي تحد كل مجال.

Photon Energy	Wavelength	Frequency	Common Name For the Spectral Region	
E	λ	ν		
[eV]	[μm]	[Hz]		
$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{h}{T}$	$\lambda = \frac{c}{\nu} = cT$	$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{E}{h} = \frac{1}{T}$		
10^3	10^{-3}	10^{17}	γ Rays	
100	0.01	10^{16}	X-Rays	
10	0.1	10^{15}	UV= Ultra-Violet	Violet
	0.4 – 0.7		Visible Spectrum	Blue, Green, Yellow
1	1	10^{14}		Orange, Red
0.1	10	10^{13}	IR= Infra-Red	
0.01	100	10^{12}		
10^{-3}	10^3	10^{11}		
10^{-4}	10^4	10^{10}	Microwave / Radio Waves	

الجدول (1. 1): الأطوال الموجية للألوان المختلفة.

- إن تحديد بداية و نهاية مجال الطول الموجي للألوان المختلفة هـو أمر خلافي حيث يبين الجدول (1. 2) مجالات الأطـوال الموجيـة للألوان من عدد من المصادر العالمية المختلفة. ستعتمد فـي هـذا الكتاب الأطوال الموجية المعتمدة في المصدر 4.

المجال الموجي للضوء المرئي الوحيد اللون (nm)					
اللون		1	2	3	4
أحمر		650-800	630-750	650-750	620-740
برتقالي		590-640	590-630	590-640	585-620
أصفر		550-580	570-590	550-580	575-585
أخضر		490-540	490-570	490-530	500-575
أزرق		460-480	450-490	460-480	445-500
نيللي		440-450	420-450	440-450	425-445
البنفسجي		390-430	380-420	390-430	390-425

1. S. Eskinazi. Numerical Modeling of Color. Leonardo On-Line, 1996.
2. Howard L. Cohen. AST 1002 Study Guide. University of Florida, 1999-2003.
3. J.L. Morton. Color Matters, 1995-2002.
4. *A Dictionary of Science*. Oxford University Press, 2000.

الجدول (1. 2): الأطوال الموجية للألوان المختلفة.

5.1 النظرية التقليدية للضوء والأمواج الكهرطيسية

1.5.1 نظرية ماكسويل

تولد حركة الشحنات العشوائية في وسط ما حقلاً كهربائياً متغيراً وكذلك حقلاً مغنطيسياً متغيراً، وبالتالي فمعادلات ماكسويل هي توصيف رياضي لحركة الشحنات في وسط ما والأثر الناشئ عنها.

لكتابة معادلات ماكسويل في جملة الواحدات السغثية (C.G.S.) لوسط ما تعرف الرموز التالية: $\vec{E}$ شدة الحقل الكهربائي و $\vec{D}$ شعاع التحريض الكهربائي و $\vec{H}$ شدة الحقل المغناطيسي و $\vec{B}$ شعاع التحريض المغناطيسي و $\vec{J}$ شعاع كثافة التيار الكهربائي بحيث تربط بينها العلاقات التالية:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \qquad [1.1]$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \qquad [2.1]$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \qquad [3.1]$$

حيث: ε ثابت العزل الكهربائي للوسط و μ ثابت النفاذية المغناطيسي للوسط وσ ناقلية الوسط الكهربائية و ρ كثافة توزع الشحنات الكهربائية في الوسط.

و من المعروف رياضياً أنه إذا كان التابع السلمي $U(X, Y, Z)$ تابعاً سلمياً قابلاً للاشتقاق و $\vec{V}(X, Y, Z)$ يمثل حقلاً شعاعياً عندها يكون:

- تفرق الحقل الشعاعي معطىً بـ $\mathrm{Div}\vec{V} = \vec{\nabla}.\vec{V}$
- دوران الحقل الشعاعي معطىً بـ $\overrightarrow{\mathrm{Rot}V} = \vec{\nabla} \times \vec{V}$
- تدرج التابع السلمي معطىً بـ $\overrightarrow{\mathrm{grad}U} = \vec{\nabla} U$
- حيث أن نبلا $\vec{\nabla}$ تعرف كمايلي: $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$ ويمكن

تعريف لابلاسي ∇^2 كمايلي: $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2}{\partial^2 z}$.

و عندها يمكن كتابة الشكل العام لمعادلات ماكسويل الأربع لموجة كهرطيسية منتشرة في وسط مادي يملك ثابت عزل كهربائي ε و ثابت نفوذية مغناطيسية μ و ناقلية كهربائية σ كما يلي:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad [4 .1]$$

$$\vec{\nabla} . \vec{D} = 4\pi\rho \qquad [5 .1]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{J} \qquad [6 .1]$$

$$\vec{\nabla} . \vec{B} = 0 \qquad [7 .1]$$

أ- معادلات ماكسويل في الخلاء:

في الخلاء يتحقق مايلي: $\varepsilon = \mu = 1$ أي:

$$\vec{B} = \vec{H} \text{ و } \vec{D} = \vec{E} \qquad [8 .1]$$

و أيضاً يكون $\sigma = 0$ و $\rho = 0$ و بالتالي معادلات ماكسويل تأخذ الأشكال التالية:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad [9 .1]$$

$$\vec{\nabla} . \vec{D} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} . \vec{E} = 0 \qquad [10 .1]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad [11 .1]$$

$$\vec{\nabla} . \vec{B} = \vec{\nabla} . \vec{H} = 0 \qquad [12 .1]$$

باشتقاق المعادلة [1. 11] بالنسبة للزمن:

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{c}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad [13\ .1]$$

و بتعويض قيمة $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ من العلاقة [1. 9] ينتج أن:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad [14\ .1]$$

و لكن يمكن إثبات أن:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}.(\vec{\nabla}.\vec{E}) - \nabla^2.\vec{E} \qquad [15\ .1]$$

و بما أن $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ إذاً:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\nabla^2.\vec{E} \qquad [16\ .1]$$

أي أن:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - c^2\nabla^2.\vec{E} = 0 \qquad [17\ .1]$$

وهي معادلة تفاضلية جزئية بالنسبة للزمن و الإحداثيات معاً يمكن أن تفصل على الشكل:

$$\partial^2 E_x/\partial t^2 - c^2\,(\partial^2 E_x/\partial \chi^2 + \partial^2 E_x/\partial y^2 + \partial^2 E_x/\partial z^2) = 0$$
$$\partial^2 E_y/\partial t^2 - c^2\,(\partial^2 E_y/\partial \chi^2 + \partial^2 E_y/\partial y^2 + \partial^2 E_y/\partial z^2) = 0 \qquad [18\ .1]$$
$$\partial^2 E_z/\partial t^2 - c^2\,(\partial^2 E_z/\partial \chi^2 + \partial^2 E_z/\partial y^2 + \partial^2 E_z/\partial z^2) = 0$$

و يمكن كتابة المعادلة [1. 17] بالنسبة لـــ H أيضا بنفس الطريقة:

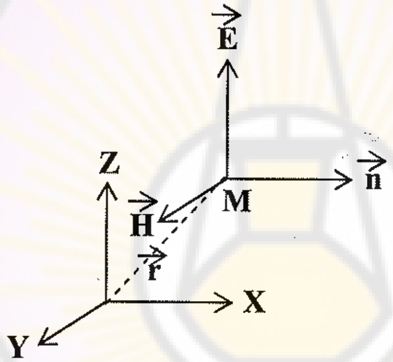
$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - c^2\nabla^2.\vec{H} = 0 \qquad [19\ .1]$$

الحل العام للمعادلتين السابقتين يأخذ الشكل التالي أو تركيب خطي منهما:

$$\vec{E} = \vec{E}_1\,[t - (\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] + \vec{E}_2[t + (\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [20\ .1]$$

$$\vec{H}=\vec{H}_1[t-(\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})]+\vec{H}_2[t+(\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [21\ .1]$$

حيث $\vec{r}$ نصف القطر الشعاعي الذي يبدأ من مركز الإحداثيات وينتهي في نقطة من الفراغ مثل M للموجة و $\vec{E}_1$ و $\vec{H}_1$ أشعة شدات الحقل الكهربائي و المغناطيسي على التوالي المتجهة باتجاه ازدياد المقادير الموجبة لـــ $\vec{r}$ أما $\vec{E}_2$ و $\vec{H}_2$ فهي أشعة شدات الحقل الكهربائي و المغناطيسي على التوالي المتجهة بالاتجاه المعاكس لـــ $\vec{r}$. فإذا كان شعاع الواحدة $\vec{n}$ العمودي على مستوي الموجة $(\vec{H},\vec{E})$ المعين بالشكل (1. 7) واعتماداً على المعادلات السابقة مع الاقتصار على القسم المتعلق بتزايد نصف القطر الشعاعي فإن الحل يمكن أن يكون موجة مستوية وحيدة اللون و يكتب بالشكل:



الشكل (1. 7): توزع الحقول في نقطة M.

$$\vec{E}=\vec{E}_0\sin[\omega(t-\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [22\ .1]$$

$$\vec{H}=\vec{H}_0\sin[\omega(t-\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [23\ .1]$$

حيث $\vec{E}_0$ و $\vec{H}_0$ سعات اهتزاز أشعة الحقلين الكهربائي و المغناطيسي.

أويمكن أن يكون موجة كروية:

$$\vec{E}=\frac{\vec{E}_0}{r}\sin[\omega(t-\vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [24\ .1]$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{H}_0}{r} \sin [\omega (t - \vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] \qquad [25\ .1]$$

حيث r هي القيمة المطلقة لنصف القطر الشعاعي $\vec{r}$ و $\vec{r}.\vec{n}$ يعبر عنه كمايلي:

$$\vec{r}.\vec{n} = x.\cos\alpha + y\cos\beta + + z\cos\gamma \qquad [26\ .1]$$

حيث (x, y, z) إحداثيات نقطة ما مثل M على السطح الموجي. إن المعادلة الموجية صحيحة في كل مكان عدا $r = 0$ و ما جاورها جواراً صغيراً.

و بما أن:

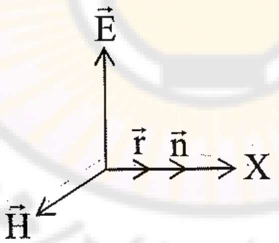
$$\omega = 2\pi/T = 2\pi\upsilon = 2\pi c/\lambda = kc \qquad [27\ .1]$$

عندها يمكن إعادة كتابة الشكل العام لمعادلة الحقل الكهربائي لموجة ضوئية بالاستفادة من العلاقة [1. 24] كما يلي:

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{r} \sin [\omega (t - \vec{r}.\frac{\vec{n}}{c})] = \frac{\vec{E}_0}{r} \sin [\omega t - \vec{k}.\vec{r}\,] \qquad [28\ .1]$$

يؤخذ عادةً $\vec{E}$ في حالة الأمواج المستوية منطبقاً على المحور Z و $\vec{H}$ منطبقاً على المحور Y، أما جهة الانتشار فتكون وفق المحور X كما في الشكل (1. 8).

و بالتالي $\chi = |r|$ لأنه في هذه الحالة $\cos\alpha = 1$ و $\cos\beta = \cos\gamma = 0$ وعندها تكتب المعادلات بالشكل:



الشكل (1. 8): توزع الحقول في حالة الأمواج المستوية.

$$E = E_0 \sin (\omega t - k\chi) \qquad [29\ .1]$$

و أحياناً تكتب معادلات الموجة بشكلها الأسي.

$$E = \mathcal{E}_0\ e^{i\ \omega(t-\frac{x}{c})} = \mathcal{E}_0\ e^{i\ (\omega t - kx)} \qquad [30\ .1]$$

و لكن $\mathcal{E}_0$ عقدية إي:

$$\mathcal{E}_0 = E_0\ e^{i\varphi_0} \qquad [31\ .1]$$

و عندها تأخذ المعادلة الشكل:

$$E = E_0 e^{i\ (\omega t - kx + \varphi_0)} \qquad [32\ .1]$$

ب- معادلات ماكسويل في وسط ما دي شفاف عازل و متجانس:

في حالة عبور الموجة الكهرطيسية لوسط مادي ما يكون لـــــ ε و μ و σ و ρ قيماً مختلفة و هي تابعة للإحداثيات و الزمن وقد تكــون ثوابــت فــي حــالات خاصة. وفي حال كون الوسط المادي عازلاً يتحقق مايلي:

$$\rho = \sigma = 0 \quad و \quad \varepsilon = \mu = const \qquad [33\ .1]$$

و بالتالي معادلات ماكسويل تأخذ الأشكال التالية:

$$\vec{\nabla}\ x\ \vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad [34\ .1]$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla}.\vec{E} = 0 \qquad [35\ .1]$$

$$\vec{\nabla}\ x\ \vec{H} = -\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad [36\ .1]$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = \vec{\nabla}.\vec{H} = 0 \qquad [37\ .1]$$

باتباع الدراسة نفسها المستعملة في حالة الخلاء يكون:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\varepsilon\mu}\vec{\nabla}^2.\vec{E} = 0 \qquad [38\ .1]$$

$$\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\varepsilon\mu}\nabla^2.\vec{H} = 0 \qquad [39\ .1]$$

و هما معادلاتان تفاضليتان جزئيتان يمثل حلاهما معـادلتين مـوجيتن للحقلـين $\vec{E}$ و $\vec{H}$ تنتشران في الوسط المادي بسرعة قدرها:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \Rightarrow n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu} \qquad [40\ .1]$$

في مجال الطيف المرئي $\mu = 1$ وهذا يعني أن $n = \sqrt{\varepsilon}$ و بذلك أوجد ماكـسويل العلاقة بين الخصائص الضوئية و الكهربائية للوسط المادي.

بينت التجارب أن تأثير الموجة الضوئية أكثر ما يظهر في مركبتها الكهربائية $\vec{E}$ وعندها نقول إن التأثير المغناطيسي للموجة صغير لدرجة أنه يمكن التغاضي عن تأثيره ولهذا غالباً ما يسمى شعاع شدة الحقل الكهربائي بشعاع الموجة. ولكن إذا كان الوسط يملك عزمًا مغناطيسياً، فعندها يمكن أن يسمى شعاع شدة الحقل المغناطيسي بشعاع الموجة.

1. 5. 3 مفهوم صدر الموجة

بفرض أن $\vec{E}$ باتجاه المحور Z و $\vec{H}$ باتجاه المحور **Y** واتجاه الانتشار باتجاه **X** فمعادلة انتشار الضوء من الشكل:

$$E = E_0 \sin [(2\pi/T)\ (t- (x/v)] \qquad [41\ .1]$$

إذا فرضنا أن:

$$2\pi/T.\ [t- (x/v)] = \varphi \qquad [42\ .1]$$

عندها:

$$E = E_0 \sin(\varphi) \qquad [43\ .1]$$

حيث تسمى φ بالطور.

لتوضيح المفهوم الزماني لمعادلة الانتشار تدرس هذه المعادلة من أجل نقطة ثابته من الفراغ χ ولتكن من أجل السهولة عند $\chi = 0$ حيث يصبح عندها الطور مساوٍ لـ $\varphi = 2\pi/T.\ t$ و على فرض أن Δt الزمن الذي من أجله يتغير الطور بمقدار 2π مما يسبب تكرراً لقيمة E أي:

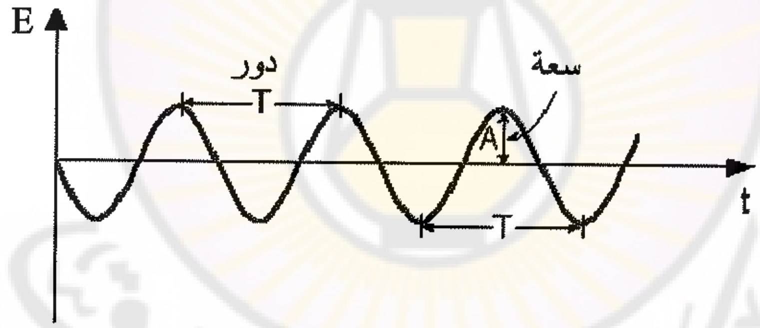
$$\varphi + 2\pi = (2\pi/T).\ (t+ \Delta t)$$

$$\varphi + 2\pi = (2\pi/T).\ t+ (2\pi/T).\ \Delta t$$

$$\varphi + 2\pi = \varphi + (2\pi/T).\ \Delta t \Rightarrow T = \Delta t \qquad [44\ .1]$$

حيث T هي دور اهتزاز الحقل الكهربائي. إذاً فالزمن Δt الذي يستغرقه الطور φ لكي يتغير بمقدار 2π يعادل دوراً كاملاً T (الشكل (1. 9)).

و لتوضيح المفهوم المكاني لمعادلة الانتشار تدرس هذه المعادلة عند زمن ثابت و ليكن عند $(t = t_0)$ حيث يصبح الطور عندها مساوٍ لـ:



الشكل (1. 9): تغير السعة بدلالة الزمن في نقطة ثابتة من الفراغ.

$$\varphi = 2\pi/T\ [t_0 - (\chi/v)] \qquad [45\ .1]$$

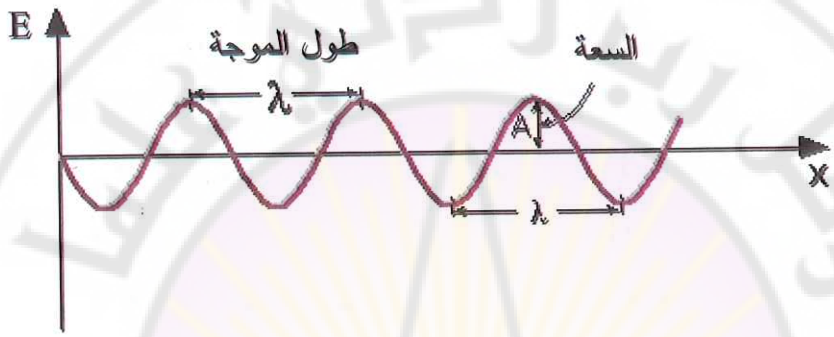
لتكن $\Delta\chi$ المسافة بدءاً من χ و التي يتغير من أجلها الطور بالمقدار 2π عندها يكون الطور الجديد من أجل نفس الزمن مساوياً لـ $(\varphi - 2\pi)$ لأن الانتشار في الاتجاه الموجب وعندها:

$$\varphi - 2\pi = (2\pi/T).\ [t_0 - (\chi + \Delta\chi)/v] \qquad [46\ .1]$$

و عندها:

$$\Delta x = v.T \qquad [47 .1]$$

إن الحقل يعطي اهتزازة كاملة عندما تتغير x بالمقدار v.T والمسمى بطـول الموجة λ أي λ = v.T كما يلاحظ في الشكل (1. 10).



و منه فسرعة انتشار الأمواج الكهرطيسية تعطى بـ $v = \lambda/T = \upsilon.\lambda$ و في حالة انتشار الأمواج الكهرطيسية في الخلاء فإن c = v سرعة انتشار الضوء في الخلاء و عندها تأخذ العلاقة شكلها المعروف:

$$c = \upsilon . \lambda \qquad [48 .1]$$

وفي الحالة العامة x و t يتغيران معاً و لدراسة نقطة ما من الموجة يجب أن يعتبر الطور ثابتاً أي:

$$[t - (x/v)] = const \qquad [49 .1]$$

و هذه العلاقة تمثل معادلة مستوي من أجل لحظة زمنية ما.

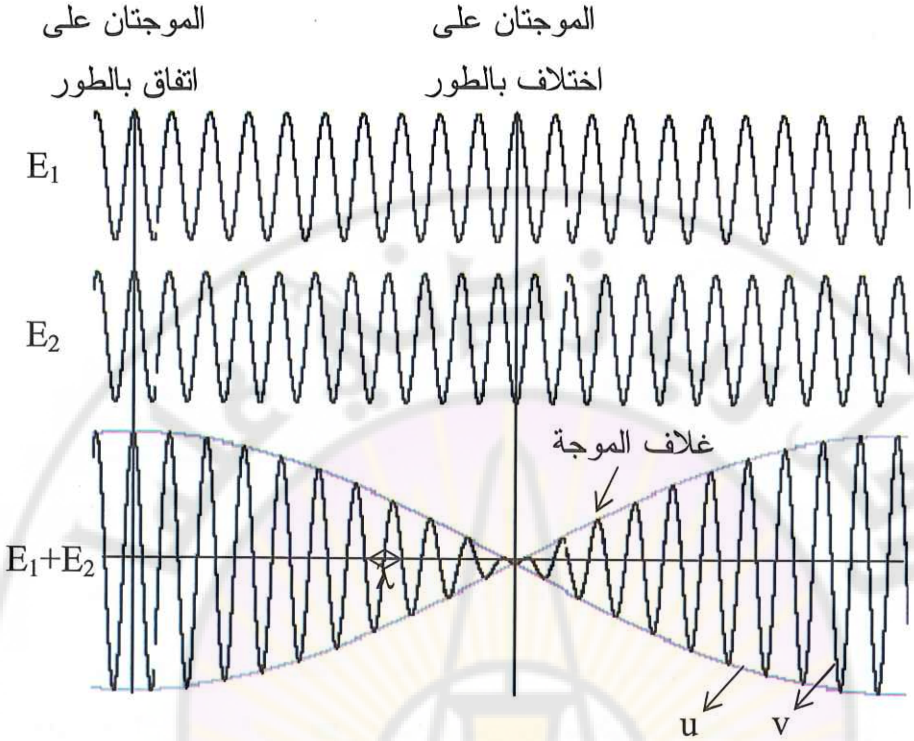
إن الأمواج المستوية ذات الطور الثابت والمتشكلة في لحظات زمنية مختلفة ما هي إلا صدور للموجة الكهرطيسية المنتشرة (أي المحل الهندسي للنقاط التي تقع في طور واحد). إن اشتقاق العلاقة [1. 49] ينتج عنه العلاقة التالية:

$$v = dx/dt \qquad [50 .1]$$

مما يعني أن v تمثل سرعة انتشار المستويات ذات الطور الثابت أو بمعنى أخر سرعة انتشار الموجة. يمكن أن تكون صدور الأمواج عبارة عن سطوح مستوية أو كروية أو إهليلجية حجمية أو أسطوانية إلى ماهنالك. فمثلاً ينتشر الضوء في الخلاء من منبع نقطي بسرعة v بشكل سطوح كروية نصف قطرها r مساوٍ لـــ v.t، تملك نقاط كل سطح من هذه السطوح الكروية الطاقة الضوئية نفسها و هي مختلفة عن طاقة السطوح الأخرى كما و تهتز جميع نقاط كل سطح منها على اتفاق بالطور، هذه السطوح الكروية تمثل صدور أمواج الضوء المنتشر من منبع نقطي. إن الشعاع الضوئي المار في نقطة من صدر الموجة يكون عمودياً على صدر الموجة أي أن صدر الموجة يعامد منحى الانتشار.

1. 5. 4 السرعة الطورية وسرعة المجموعة

السرعة الطورية هي سرعة انتشار الطور نفسه لموجة وحيدة اللون أو سرعة انتشار الموجة الجيبية والتي يتغير فيها الزمن والإحداثيات المكانية أو بمعنى أعم سرعة انتشار صدر الموجة. أما سرعة المجموعة فهي سرعة انتشار الأمواج غير الجيبية – غير المنتظمة – أي الأمواج التي قد تتغير سعتها بشكل دوري أو غير دوري وتكون الحزم الضوئية عملياً جملة من قطارات الأمواج المتقطعة ولهذا فإن سرعتها الكلية هي سرعة المجموعة. يبين الشكل (1. 11) انضمام موجتين لهما سرعتان طوريتان مختلفتان و مفهوم السرعة الطورية و سرعة المجموعة للموجة المحصلة. إن انضمام موجتين غير متفقتين بالطور يؤدي إلى وجود مناطق ينعدم فيها الحقل الكهربائي للموجة المحصلة أثناء انتشارها. انضمام عدد أكبر من الأمواج غير المترابطة يؤدي إلى زيادة عدد تلك المناطق مما يسبب في التبدد السريع للموجة المحصلة بعد انتشارها مسافة قصيرة وهذا مايفسر ضعف شدة الضوء العادي غير المترابط و قصر مسافة انتشاره مقارنة بضوء الليزر المترابط القادر على الانتشار لمسافات بعيدة.



الشكل (1. 11): انضمام الأمواج و مفهومي السرعة الطورية و سرعة المجموعة.

لتحديد سرعة المجموعة وإيجاد العلاقة التي تربطها بالسرعة الطورية والمعطاة بالعلاقة: λ/T (حيث λ هي طول الموجة و T هي دور الاهتزاز) نأخذ بدايةً مجموعة مكونة من موجتين جيبيتين تختلفان في طولي موجتيهما وتواتريهما اختلافاً بسيطاً:

$$E_1 = E_0 \sin \omega_1 [t-(x / v_1)] \qquad [51 .1]$$

$$E_2 = E_0 \sin \omega_2 [t-(x / v_2)] \qquad [52 .1]$$

حيث $\omega_1 = 2\pi/T_1$ و $\omega_2 = 2\pi/T_2$ و $\lambda_1 = v_1.T_1$ و $\lambda_2 = v_2.T_2$ و أن: $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ و $v_2 = v_1 + \Delta v$ و $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ و $\Delta\omega << \omega_1$ و $\Delta v << v_1$ و $\Delta\lambda << \lambda_1$.

على فرض الآن أن طوري الموجتين هما Φ_1، Φ_2 حيث:

$$\Phi_1 = \omega_1 [t - (x/v_1)] \quad \text{و} \quad \Phi_2 = \omega_2 [t - (x/v_2)] \qquad [53 .1]$$

فمجموع حقلي الموجتين يعطى بـ:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin \Phi_1 + E_0 \sin \Phi_2 =$$

$$2E_0 \sin [(\Phi_1+\Phi_2)/2].\cos [(\Phi_1-\Phi_2)/2] \qquad [53 .1]$$

يمكن كتابة المقدار $((\Phi_1+\Phi_2)/2)$ على الشكل:

$$(\Phi_1 + \Phi_2)/2= [(\omega_1+ \omega_2)/2].\ t - [(\omega_1/v_1)/2 + (\omega_2/v_2)/2].\ x \quad [54 .1]$$

على فرض الآن أن القيم متقاربة عندها يكون $v_1= v$ و بالتالي: $v_2 = v + \Delta v$ و أن $\omega_1 = \omega$ وبالتالي: $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$.

عندها نجد العلاقة [1. 55]:

$$(\Phi_1 + \Phi_2)/2 = [\omega + (\Delta\omega/2)].\ t - [\frac{\omega}{(v+ \Delta v)} + \frac{\omega.\Delta v+ v.\Delta\omega}{2v.(v+ \Delta v)}].x$$

و لو افترضنا أن $v >> \Delta v$ و $\omega >> \Delta\omega$ فإنه يمكننا إهمال الحدود التي تحوي على Δv و $\Delta\omega$ بالمقارنة مع v و ω فتصبح العلاقة السابقة بالشكل:

$$(\Phi_1+\Phi_2)/2= \omega.\ [t - (x/v)] \qquad [56 .1]$$

و هذا يعني أن المضروب الأول من العلاقة [1. 53] يمثل حركة موجية ذات سرعة طور و تواتر يساوي سرعة كل من الموجتين E_1 و E_2 و تواترهما على فرض أن $\omega_2 \sim \omega_1 \sim \omega$ أو بمعنى آخر المضروب $E_0 \sin [(\Phi_1+\Phi_2)/2]$ يمثل موجة وحيدة اللون تنتشر عملياً بالطور نفسه الذي تنتشر من أجله E_1 و E_2.

أما المقدار $(\Phi_1 - \Phi_2)/2$ فيكتب على الشكل:

$$(\Phi_1 - \Phi_2)/2 = [(\omega_1- \omega_2)/2].\ t - [((\omega_1/v_1) - (\omega_2/v_2)).\ x/2]$$

$$= (\omega_1 - \omega_2)/2\ [\ t\ \frac{x}{\omega_1 - \omega_2}\ (\omega_1/v_1 - \omega_2/v_2)] \qquad [57 .1]$$

و على فرض لتبسيط العلاقة [1. 57] أن:

$$[1/(\omega_1-\omega_2)].\ [(\omega_1/v_1) - (\omega_2/v_2)] = 1/u \qquad [58\ .1]$$

عندها يظهر بوضوح أن المضروب الثاني في العلاقة [1. 53] يمثـل حركـة موجة تواترها الزاوي قدره $(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2})$ وسرعة انتـشارها هـي u، وبمـا أن $\omega_1 = 2\pi\ v_1/\ \lambda_1$ و $\omega_2 = 2\pi\ v_2/\ \lambda_2$ عندها:

$$1/u = [1/(2\pi\ (v_1/\lambda_1 - v_2/\lambda_2))]\ .\ 2\pi\ [(1/\lambda_1) - (1/\lambda_2)] \qquad [59\ .1]$$

وعلى فرض أن $\lambda_1 = \lambda$ و $\lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda$ فإن:

$$u = v - \lambda\frac{\Delta v}{\Delta\lambda} \qquad [60\ .1]$$

وفي الحالة الحدية يكون :

$$u = v - \lambda\frac{dv}{d\lambda} \qquad [61\ .1]$$

وتميز الحالات التالية:

1. تكون سرعة الطور v أكبر من سرعة المجموعة u عندما تكون $0 < \frac{dv}{d\lambda}$.
2. تكون سرعة الطور v أصغر من سرعة المجموعة u عندما تكون $0 > \frac{dv}{d\lambda}$.
3. تكون سرعة الطور v مساويةً لسرعة المجموعة u عندما تكون $0 = \frac{dv}{d\lambda}$.

الحالتين 1 و 2 تمثلان انتشار الأمواج الضوئية في وسط مادي يحدث فيه تبديد (انفصال الأمواج الضوئية عن بعضها) لأنه عندما $n > 1$ يكون $dv/d\lambda \neq 0$ أي $u \neq v$ أما الحالة 3 فتمثل انتشار الأمواج في الخلاء بدون تبديد $u = v$.

1. 5. 5 انتشار الأمواج الضوئية و مفعول دوبلر

تعاني موجة الضوء انزياحاً في التواترات عند حركة المنبع و المستقبل كما يحدث في حالة الأمواج الميكانيكية، ففي حالة **الأمواج الميكانيكية**: إذا كانت

سرعة انتشار الأمواج الميكانيكية ذات الطول الموجي λ و التواتر υ هي v و سرعة انتقال منبعها هي u و سرعة انتقال مستقبل هذه الأمواج هي $\mathcal{v}$ فإنها ستصل إلى المستقبل بعد أن تقطع مسافة ما و لتكن x بتواتر قدره $\acute{\upsilon}$ تعتمد قيمته على كلٍ من سرعتي المنبع و المستقبل، حيث يمكن تميز الحالات التالية:

أ- المنبع و المستقبل لايتحركان أي أن $\mathcal{v} = 0$ و $u = 0$، عندها تواتر الموجة الملتقط من قبل المستقبل هو:

$$\acute{\upsilon} = \upsilon \qquad [1.62]$$

ب- المستقبل متحرك و المنبع ثابت أي $\mathcal{v} \neq 0$ و $u = 0$، عندها تواتر الموجة الملتقط من قبل المستقبل هو:

$$\acute{\upsilon} = (1 + \mathcal{v}/v)\, \upsilon \qquad [1.63]$$

و منه فإن $\upsilon < \acute{\upsilon}$ في حالة $\mathcal{v} > 0$ (المستقبل يقترب من المنبع) و $\upsilon > \acute{\upsilon}$ في حالة $v < 0$ (المستقبل يبتعد عن المنبع).

جـ - المنبع متحرك والمستقبل ثابت أي أن $\mathcal{v} = 0$ و $u \neq 0$ عندها تواتر الموجة الملتقط من قبل المستقبل هو:

$$\acute{\upsilon} = (v/(v - u)).\, \upsilon \qquad [1.64]$$

و منه فإن $\upsilon < \acute{\upsilon}$ في حالة $u > 0$ (المنبع يقترب من المستقبل) و $\upsilon > \acute{\upsilon}$ في حالة $u < 0$ (المنبع يبتعد عن المستقبل).

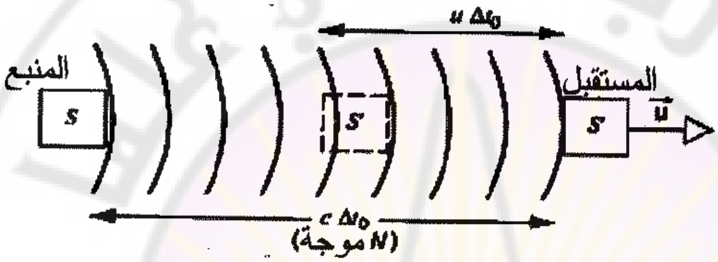
د - المنبع والمستقبل يتحركان أي أن: $\mathcal{v} \neq 0$ و $u \neq 0$ عندها تواتر الموجة الملتقط من قبل المستقبل هو:

$$\acute{\upsilon} = [(v + \mathcal{v})/(v - u)]\, \upsilon \qquad [1.65]$$

يظهر تأثير دوبلر في الأمواج الضوئية أيضا عندما يتحرك المستقبل أو الجسم المشع بسرعة قريبة من سرعة الضوء. إن الانزياح في التواترات الضوئية يمكن تفسيره من خلال النظرية النسبية و مبدأ استطالة الزمن؛ فعند إصدار

المنبع S عدداً N من الأمواج الكهرطيسية في الخلاء ذات الطول الموجي λ_0 و التواتر f_0 و السرعة c (سرعة الضوء)، سيصل أول صدر موجة إلى المستقبل ´S بعد فاصل زمني قدره Δt_0 و سيكون طول و تواتر الموجة الصادر عن S في حال تحرك المستقبل ´S بسرعة $\vec{u}$ معطاً بـ (الشكل (1. 12)):

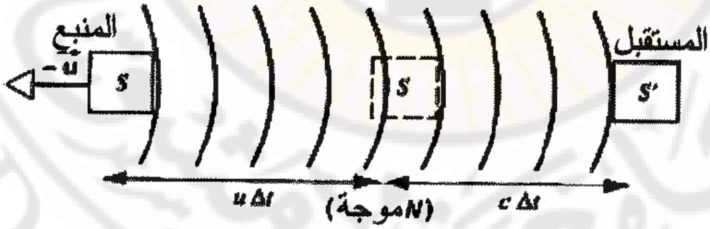
$$f_0 = \frac{c}{\lambda'} = \frac{N}{\Delta t_0} \quad و \quad \lambda' = \frac{c\,\Delta t_0}{N} \qquad [66\ .1]$$



الشكل(1. 12) : انزياح دوبلر النسبي المنبع ثابت و المستقبل متحرك.

أما طول الموجة الوارد إلى المستقبل ´S في حال حركة المنبع S بسرعة $-\vec{u}$ (الشكل (1. 13)) فهو:

$$\lambda = \frac{u\Delta t + c\,\Delta t}{N} \qquad [67\ .1]$$



الشكل(1. 13): انزياح دوبلر النسبي المنبع متحرك و المستقبل ثابت.

و تواترها يعطى بـ:

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{c\,N}{u\Delta t + c\,\Delta t} = f_0 \frac{\Delta t_0}{\Delta t}\frac{1}{1 + u/c} \qquad [68\ .1]$$

و لكن استطالة الزمن Δt حسب النظرية النسبية يعطى بـ:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} \qquad [69\ .1]$$

و منه فالصيغة النهائية للتواتر (بعد تعويض العلاقة [1. 69] بالعلاقة [1. 68]) هي:

$$f = f_0 \frac{1 - u/c}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} \qquad [70\ .1]$$

أو

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 + u/c}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} \Leftarrow f = f_0 \frac{\sqrt{1 - u^2/c^2}}{1 + u/c} \qquad [71\ .1]$$

أما عندما تكون $u << c$ عندها يعطى تواتر دوبلر النسبي بالاستفادة من [1. 70] بـ:

$$f = f_0 (1 - u/c) \qquad [72\ .1]$$

و طول الموجة بالاستفادة من [1. 71] بـ

$$\lambda = \lambda_0 (1 + u/c) \qquad [73\ .1]$$

و لقد لوحظ عند رصد طول موجة كهراطيسية قادمة من جسم فضائي بعيد (على حدود الكون التي أمكن رصدها) أنها تعادل 4.5 مرة من طول تلك الموجة المولد من نفس الجزيئات على الكرة الأرضية و منه يمكن كتابة النسبة بين طولي الموجتين بالاستفادة من العلاقة [1. 71] كمايلي:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1 + u/c}{1 - u/c}} \qquad [74\ .1]$$

و بتربيع العلاقة [1. 74] و إعادة ترتيبها يمكن استنتاج أن:

$$\frac{u}{c} = \frac{1 - (\lambda/\lambda_0)^2}{1 + (\lambda/\lambda_0)^2} \qquad [75\ .1]$$

و بما أن $(\lambda/\lambda_0) = 4.5$ عندها $(u/c) = -0.917$ و هذا يعني أن ذلك الــنجم يتحرك مبتعداً عن الأرض بسرعة قدرها % 91.7 من ســرعة الــضوء أي أن الكون حالياً في حالة اتساع و هذا ما عزز صحة نظرية الانفجار الأعظم.

1. 5. 6 الأثر الميكانيكي للضوء

بما أن الضوء هو موجة كهرطيسية وأن الأمواج الكهرطيسية تتميز بظاهرة الضغط الميكانيكي الناشئة عن امتلاكه اندفاعاً، إذاً فالضوء له أثر ميكانيكي يسمى بالضغط الضوئي.

لو وردت موجة ضوئية عمودية على سطح ما (للسهولة) فإن صدر الموجة سيكون موازيا للسطح. يؤدي تأثير الحقل إلى ظهور تيارات في الجسم موازية لسطح هذا الجسم، والتفاعل المتبادل لهذه التيارات مع الحقل المغناطيسي يؤدي إلى ظهور قوة مؤثرة في سطح الجسم باتجاه حركة الموجة أي عموديا على السطح. الضغط الضوئي يتناسب مع سعة كل من $\vec{E}$ و $\vec{H}$ أي مع الطاقة المحمولة بالموجة الضوئية.

إن كثافة طاقة الحقل الكهربائي تعطى بالعلاقة:

$$\mathcal{E}_E = \varepsilon E^2/8\pi \qquad [1. 76]$$

و بالمثل، كثافة طاقة الحقل المغناطيسي تعطى بعلاقة مشابهة:

$$\mathcal{E}_M = \mu H^2/8\pi \qquad [1. 77]$$

لتكن معادلة الحقل الكهربائي للموجة معطى بالشكل:

$$E = E_0 \sin 2\pi/T\,[t - (x/v)] \qquad [1. 78]$$

فإنه من السهل البرهان اعتمادا على معادلتي ماكسويل:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad [1. 79]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad [80 .1]$$

أنه وسطياً:

$$\varepsilon E^2 = \mu H^2 \quad \text{أي أن :} \quad \mathcal{E}_E = \mathcal{E}_M \qquad [81 .1]$$

و ينتج من هذا أن الطاقة الكلية للحقل في واحدة الحجم تساوي:

$$\mathcal{E} = \varepsilon E^2/4\pi \qquad [82 .1]$$

و لكن الطاقة في واحدة الحجم = طاقة\حجم = (قوة . طول)\(سطح . طول)= = قوة\السطح = الضغط شريطة أن ترد أشعة الضوء ناظمياً (عمودياً) على السطح و أن يمتص الجسم كامل الطاقة الضوء. و بالتالي حسب فإن الضغط الضوئي $\mathcal{P}_o$ يعطى بالعلاقة [1. 82] نفسها شريطة تحقق الشرطين السابقين أي:

$$\mathcal{P}_o = \varepsilon E^2/4\pi \qquad [83 .1]$$

يمكن التعبير عن $\mathcal{E}$ من خلال كثافة تدفق الطاقة الإشعاعية $\mathcal{E}_R$ الواردة على واحدة السطوح و من خلال سرعة الضوء c حيث $\mathcal{E}_R = c.\mathcal{E}$ و بالتالي:

$$\mathcal{P}_o = \mathcal{E} = \mathcal{E}_R / c \qquad [84 .1]$$

أما في حال وجود انعكاس عند سطح الجسم فإن الطاقة الكلية تساوي إلى مجموع الطاقتين الممتصة و $\mathcal{E}_r = \mathcal{R}\mathcal{E}$ المنعكسة و منه:

$$\mathcal{P}_o = \mathcal{E} + \mathcal{E}_r = (1 + \mathcal{R})\,\mathcal{E} = (1 + \mathcal{R})\,(\mathcal{E}_R / c) \qquad [85 .1]$$

و هذه العبارة تدل على أن الضوء يملك خصائص ميكانيكية.

6.1 النظرية الكمومية للضوء

إن الضوء في إطار النظرية الكمومية هوعبارة عن كمات منتشرة من الطاقة

تسمى بالفوتونات وهو يملك الخواص التالية:

① للفوتون كتلة حركية $\mathcal{M}_{ph}$ تساوي إلى $h\upsilon/c^2$.

② للفوتون كمية حركة $\mathcal{P}$ تعطى بـــ $h\upsilon/c$.

③ للفوتون طاقة E_{ph} تساوي إلى $h.\upsilon$.

④ للفوتون عزم كمية حركة (سبين) ℓ_{ph} يساوي إلى $\hbar$ (حيث $\hbar = h/2\pi$).

⑤ لا يملك الفوتون أية شحنة أي $e_{ph}= 0$.

⑥ لا يملك الفوتون عزماً مغناطيسياً (أي عزمه المغناطيسي يساوي الصفر).

⑦ سرعة الفوتون في الخلاء c تساوي تقريباً إلى 3×10^8 m/sec.

⑧ يعتبر الفوتون جزيئة مستقرة.

يمكن استنتاج الخواص الأربعة الأولى كما يلي:

بما أن الضغط هو تغير كمية الحركة (الاندفاع) المنسوبة إلى cm^2 واحد من السطح في واحدة الزمن إذاً الضوء يملك كمية حركة كونه يملك ضغطاً. و لكن كمية الحركة = الكتلة × السرعة مما يعني أن الضوء له كتلة معينة (كتلة حركية)، وكما هو معلوم إن تغير كمية الحركة يساوي $\mathcal{M}.c$ (حيث $\mathcal{M}$: كتلة الإشعاع الضوئي الوارد في واحدة الزمن على سطح الجسم) أي أن:

$$\mathcal{P} = \mathcal{E}_R /c = \mathcal{M}.c \qquad [86.1]$$

ومنه فالطاقة الإشعاعية تعطى بـــ:

$$\mathcal{E}_R = \mathcal{M}.c^2 \qquad [87.1]$$

وهي علاقة انشتاين المعروفة و التي تلعب دوراً هاماً في الفيزياء الحديثة حيث تربط بين المادة والطاقة و تعامل الضوء على أنه كمات من الطاقة (جسيمات طاقية) تدعى بالفوتونات و قد بينت النظرية الفوتونية للضوء أن طاقة الفوتون

الواحد تساوي $h\upsilon$ (حيث h: ثابت بلانك ويساوي إلى $j.sec$ 10^{-34} ×6.62)
وبالتالي بالاستفادة من العلاقة [1. 87] يكون:

$$\mathcal{M} . c^2 = h. \upsilon \qquad [88 .1]$$

أي:

$$\mathcal{M} = h. \upsilon / c^2 \qquad [89 .1]$$

وهذه العلاقة تشير إلى أن الفوتونات تملك كتلة حركية ولا تملك كتلة سكونية وعندما تمتصها مادة فإنها تختفي وتنقل طاقتها إلى جزيئات أو ذرات المادة الماصة.

و كما أشير سابقاً فإن للفوتون كمية حركة يمكن حسابها كما يلي: إذا وردت طاقة إشعاعية على ($1cm^2$) من سطح جسم في واحدة الزمن مقدارها E فإن:

$$\mathcal{E}_R = N. \mathcal{E}_{ph} \qquad [90 .1]$$

حيث N عدد الفوتونات الواردة على ($1cm^2$) من سطح الجسم في واحدة الزمن و $\mathcal{E}_{ph}$ طاقة الفوتون الواحد. و تكون كمية الحركة الكلية المقدمة لواحدة السطح من الجسم في واحدة الزمن بواسطة الحقل الكهرطيسي مساوية كمية حركة فوتون واحد مضروباً بعدد الفوتونات أي:

$$\mathcal{P} = N. \mathcal{P}_{ph} \qquad [91 .1]$$

و بالاعتماد على علاقة كمية الحركة نجد:

$$\mathcal{P} = \mathcal{E}_R / c = N . \mathcal{E}_{ph} / c \qquad [92 .1]$$

و بمقارنة العلاقة الأخيرة [1. 91] مع العلاقة [1. 92] وتذكر أن طاقة الفوتون تعطى بـ $\mathcal{E}_{ph} = h. \upsilon$ فإن كمية حركة الفوتون الواحد إذاً هي:

$$\mathcal{P}_{ph} = \mathcal{E}_{ph} / c = h. \upsilon / c = h / \lambda \qquad [93 .1]$$

و قد تم البرهان على هذه العلاقة عملياً من خلال تجارب التفاعل المتبادل بين

الطاقة والمادة (كما في تجربة أثر كومبتون)، تسمى هذه العلاقة بعلاقة دوبري.

من جهة أخرى يمكن للأشعة الضوئية أن تخلق عزماً دورانياً في المادة الماصة بشروط معينة حيث يمكن ملاحظة هذه الظاهرة عند مرور أشعة ضوئية مستقطبة دورانياً خلال شرائح بلورية التي تملك خاصية الانكسار المضاعف. ففي الموجة المستقطبة دورانيا يدور شعاع الحقل الكهربائي بسرعة زاوية مقدارها ($\omega = 2\pi\upsilon$) وهذا يؤدي بدوره إلى دوران الالكترونات و عندئذ سيملك كل الكترون عزم كمية حركة (اندفاعا زاوياً) ℓ_e مُعطىً بالعلاقة:

$$\ell_e = mvr \qquad [94 .1]$$

حيث m و v هما كتلة و سرعة الالكترون أما r فهونصف قطر المدار الذي يدور فيه الالكترون.

وبما أن الطاقة الحركية للالكترون، ضمن التقريب التقليدي، تعطى بـــ:

$$\mathcal{E}_k = (1/2)\, mv^2 \qquad [95 .1]$$

فإنه بالإمكان كتابة عزم كمية حركة الالكترون (الاندفاع الزاوي) على النحو التالي (بعد الضرب و التقسم على 2v):

$$\ell_e = (2mv^2/2v).r = 2\mathcal{E}_k r/v \qquad [96 .1]$$

و بما أن: $v = \omega\, r = 2\pi\upsilon\, r$ حيث: υ هي تواتر الموجة الضوئية فإن:

$$\ell_e = 2\, \mathcal{E}_k\, r/(2\pi\upsilon\, r) = \mathcal{E}_k/\pi\upsilon \qquad [97 .1]$$

وفي حالة الحركات المركبة الاهتزازية و الدورانية (اهتزاز و دوران معاً) يكون: $\mathcal{E}_k = \mathcal{E}_p$ حيث $\mathcal{E}_p$ تمثل الطاقة الكامنة للالكترون و عندها الطاقة الكلية تعطى بـــ:

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_p = 2\mathcal{E}_k \qquad [98 .1]$$

إذا فعزم كمية الحركة للالكترونات:

$$\ell_e = \mathcal{E}_e/(2\pi\upsilon) \qquad [99\ .1]$$

و يكون عزم كمية الحركة لكل الالكترونات:

$$\ell = \Sigma \ell_e = \Sigma\, \mathcal{E}_e/(2\pi\upsilon) = \mathcal{E}/(2\pi\upsilon) \qquad [100\ .1]$$

حيث: $\mathcal{E}$ هي الطاقة الكلية لجميع الالكترونات و المـزودة مـن قبـل الموجـة الضوئية. فلو وردت طاقة إشعاعية على $1cm^2$ من سطح الجسم فـي واحـدة الزمن مقدارها: $\mathcal{E}_R = c.\mathcal{E}$ فإن الجسم يتلقى عزم كمية حركة إشـعاعية لكـل $1cm^2$ في كل واحدة زمن مقداره:

$$\ell_1 = \mathcal{E}_R/2\pi\upsilon = c\mathcal{E}/2\pi\upsilon = (\mathcal{E}/2\pi).(c/\upsilon) = (\mathcal{E}/2\pi).\lambda \quad [101\ .1]$$

و بما أن العزم الدوراني M يعطى بـ $M = S\,\ell_1$ (حيث S مساحة سطح مـن الجسم) و من أجل واحدة السطوح (أي من أجل $S = 1cm^2$) يكـون $M = \ell_1$ بالتالي فالعزم الدوراني للجسم يعطى بـ:

$$M = (\mathcal{E}/2\pi).\ \lambda \qquad [102\ .1]$$

تسمى ظاهرة تدوير الجسم (الناشئ عن وجود عزم دوراني M مؤثر في كل $1cm^2$ من سطح) حول محور منطبق على اتجاه انتشار الضوء بظاهرة Beth نسبة للعالم الأميركي الذي اكتشفها أو بأثر سادوفسكي. و هذة الظاهرة هي برهان على مبدأ انحفاظ عزم كمية الحركة (الاندفاع الزاوي) إضافة إلى مبدأ انحفاظ الطاقة.

عزم كمية الحركة (عزم الاندفاع) للفوتون يمكن أن يحسب اعتماداً على الظاهرة السابقة انطلاقاً من معرفة أنه إذا امتلك الفوتون عزم كمية حركة ℓ_{ph} فإن العزم الكلي لـ N فوتون هو:

$$\ell_1 = N.\ \ell_{ph} \qquad [103\ .1]$$

فوتون على N(طالما أنها في الاتجاه نفسه) ومن المعلوم أيضاً أنه إذا ورد

من سطح الجسم في واحدة الزمن باتجاه المحور الإحداثي للعزم ($1cm^2$) المطبق والموجه باتجاه انتشار الضوء و امتص الجسم جميع الفوتونات الواردة عليه لأثر على كل ($1cm^2$) من سطح الجسم عزم دوراني M: يعطى بــ

$$M = \ell_1 = N.\ell_{ph} \qquad [104 .1]$$

أي أن :

$$N = M/\ell_{ph} \qquad [105 .1]$$

عندها الطاقة الإشعاعية الممتصة هي:

$$\mathcal{E}_R = N\,\mathcal{E}_{ph} = (M/\ell_{ph})\,\mathcal{E}_{ph} \qquad [106 .1]$$

ومنه فإن العزم الدوراني هو (مع العلم أن طاقة الفوتون الواحد $\mathcal{E}_{ph} = h.\upsilon$):

$$M = (\mathcal{E}_R / \mathcal{E}_{ph}).\ell_{ph} = (\mathcal{E}_R / h\upsilon).\ell_{ph} = \mathcal{E}_R\,\ell_{ph} / h\upsilon \qquad [107 .1]$$

وبمقارنة العلاقة [1. 105] مع [1. 101] يكون:

$$M = \mathcal{E}\lambda / 2\pi = \mathcal{E}_R\,\ell_{ph} / h\upsilon \qquad [108 .1]$$

لكن: $\lambda = c/\upsilon$ و $\mathcal{E} = \mathcal{E}_R / c$ وبتعويض ذلك في المعادلة السابقة نجد أن:

$$\ell_{ph} = h/2\pi = \hbar \qquad [109 .1]$$

و من ثم فإن الفوتون يملك سبيناً ذاتيا (spin) مساوياً بالقيمة المطلقة لـ $\hbar = h/2\pi$، العلاقة [1. 109] تظهر أن للفوتونات عزم كمية حركة واحداً في أي مجال ضوئي و هذا ما يميز الطبيعة الجسيمية للضوء.

7.1 الطبيعة المزدوجة للضوء

إن العلاقات التي تحدد الكتلة وعزم كمية الحركة والطاقة المستنتجة في الفقرة

السابقة تظهر ارتباطاً كاملاً بين الخصائص الجسيمية و الموجية للضوء أي أنها تظهر الطبيعة المزدوجة للضوء، فالضوء يمكن أن يتـصرف إذن كموجـة أو كجسيم. إن السيادة النسبية للخصائص الموجيـة أو الجـسيمية تتعلـق بتـواتر الإشعاع الكهرطيسي وبالظاهرة المدروسة فالخصائص الموجية تسود بوضـوح من أجل التواترات المنخفضة كما في الأمواج الراديوية بينمـا تغلـب الـصفة الجسيمية في مجال الإشعاع ذي التواترات العالية (الأشـعة الـسينية و أشـعة غاما)، لتفسير ذلك أكد العالم بوهر أن العلاقة التي تبين طاقة الفوتون:

$$E_{ph}= h.\upsilon \qquad [110 .1]$$

و التي يمكن كتابتها بالشكل التالي:

$$h = E_{ph}/\upsilon = E_{ph}T = \mathcal{P}\lambda \qquad [111 .1]$$

ما هي إلا علاقة تربط مابين متحولين أحدهما صفة مميزة للموجة (الـدور T و طول الموجة λ) و الآخر صفة مميزة للجسيم (الطاقة E_{ph} و كمية الحركـة $\mathcal{P}$). فإذا كانت المقادير الموجية كبيرة فهذا يعني أن المقادير الجـسيمية صـغيرة و العكس بالعكس.

إن قيمة ثابت بلانك هـي $h = 6.6262 \times 10^{-34}$ J.s ممـا يعنـي أن منطقـة التواترات من الطيف الكهرطيسي التي تبدأ عندها الخواص الجسيمية بـالظهور هي منطقة التواترات العالية جداً (T صغيرة جداً بالمقابل E_{ph} كبيرة جداً) و لهذا السبب تسلك الأشعة السينية و أشعة غاما في معظم الأوجه سلوك الجـسيمات و يكون من الصعب بيان صفاتها الموجية لامتلاكها تلك التواترات العاليـة، أمـا الطيف الضوئي فهو يمتد على مجال من التواترات أدنى من تـواترت المنطقـة السابقة بكثير و لهذا فإن إمكانية ملاحظة الخصائص الجسمية للضوء يكون عند الأطوال الموجية القصيرة (مجال الأشعة فوق البنفسجي) بينما تكون الخصائص الموجية للضوء أكثر أهميةً و ملاحظةً عند الأطوال الموجية الضوئية الطويلـة.

أما في منطقة التواترات المنخفضة فالصفة الموجية للطيف الكهرطيسي هي الغالبة و من الصعب ملاحظة الصفة الجسيمية للطيف كما في الأشعة الراديوية (الأمواج الراديوية).

8 .1 التفاعل بين الضوء والمادة

يمكن الاعتماد على الطبيعة المزدوجة للضوء في دراسة و تفسير ماذا يحدث للضوء عند مروره خلال مواد شافة (شبه نفوذة للضوء) أو شفافة، أو بمعنى آخر تفسير التفاعل بين الضوء و المواد الذي يأخذ أشكالا متنوعة منها: الانكسار أو الإصدار و الامتصاص أو الفلورة أو التشتت ...إلخ.

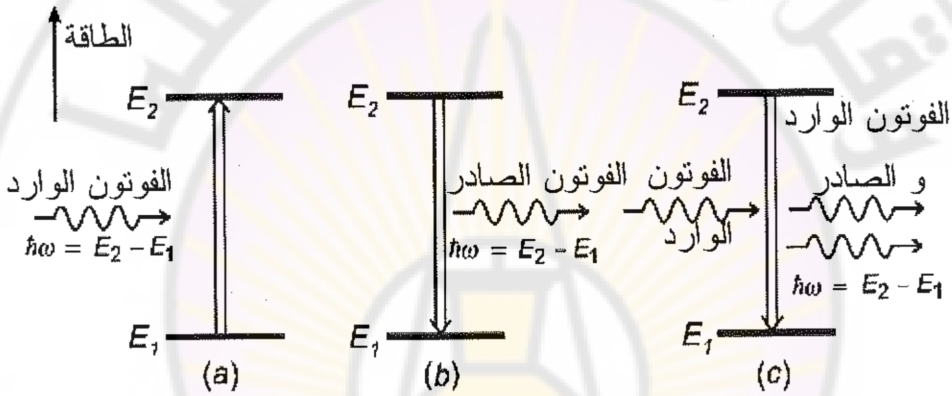
1 .8 .1 الانكسار

إن معظم المواد الضوئية الزجاجية الشفافة تمتص الضوء فوق البنفسجي الذي طول موجته أقل من 213.9 nm و الضوء تحت الأحمر الذي طول موجته أكبر من 2.3 μm بينما تمرر الجزء الطيفي الواقع بينهما و تكون قرينة الانكسار على معظم ذلك المجال ثابته حيث تبلغ حوالي 1.5 و لكنها تزداد قليلاً من أجل الأطوال الموجية القصيرة جداً (حيث يمكن أن تصل إلى حوالي 2). إن وجود قرينة انكسار للمواد الضوئية الزجاجية الشفافة يؤدي إلى انكسار الضوء عند مروره خلالها قادماً من الهواء أو من أي وسط آخر له قرينة انكسار مختلفة حسب ما قد درس سابقاً في الضوء الهندسي و زاوية الانكسار تتبع قانون ديكارت - سنل المعروف، يمكن أن تتعلق قرينة انكسار في بعض المواد الشفافة غير الزجاجية بالطريق المسلوك بسبب بنيها اللاممائلة المناحي ويظهر ما يسمى بالانكساراً المضاعف و الذي سيدرس لاحقاً في بحث الاستقطاب.

2 .8 .1 الإصدار و الامتصاص

يتم امتصاص الضوء في الذرات المعزولة و ينتج عن ذلك إثارة الكتروناتها

من سوية طاقية إلى سوية طاقة أعلـــى (الـــشكل (1. 14. a)) إذا كـــان ذلـــك مسموحاً وفق قواعد الانتقاء أو الاختيار الناشئة عن انحفاظ الانـــدفاع الـــزاوي وسبين الالكترون و إذا كانت طاقة الفوتون الممتص مساوية إلـــى الفـــرق بـــين السويتين الطاقيتين الأساسيتين و التي سيثار إليها الالكترون. يزداد عدد سويات الطاقة المتاحة عند اتحاد الذرات لتشكيل جزيئات أكبـــر حيـــث يـــضاف إلـــى السويات الطاقية الذرية كل من السويات الاهتزازية بين الـــذرات المترابطـــة و سويات دوران الجزيئات.



الشكل (1. 14): (a) الامتصاص، (b) الاصدار التلقائي، (c) الاصدار المحفز.

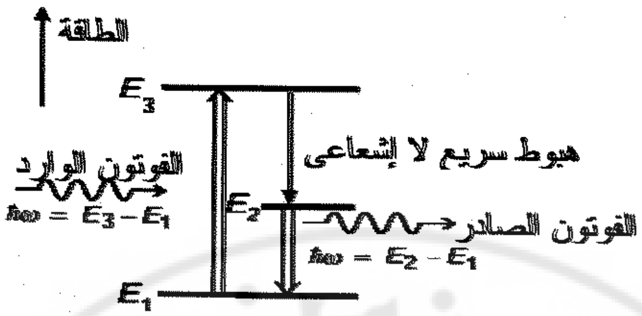
في حالة المادة الكثيفة (الحالة السائلة أو الحالة الصلبة) تتفاعل الذرات بقوة مـــع جاراتها القريبة منها و البعيدة مما يؤدي إلى تعريض فـــي مـــستويات الطاقـــة الالكترونية و ربما زيادة في عددها و هذا ما يجعل الامتصاص فـــي الحـــالتين السائلة والصلبة يمتد على مجالات واسعة و متمايزة من الطيـــف و يكـــون ذات حواف واضحة ومُحددة. يحدث الامتصاص أيضاً عندما يثير الضوء كمات مـــن الفونونات (موجات الذبذبة)، حيث يقع الجزء الممتص من الضوء في هذه الحالة في المجال تحت الأحمر من الطيف وذلـــك لكـــون الفونونـــات ذات تـــواترات منخفضة. يعود الالكترون من السوية المثارة إلى سويته الأصلية ضمن شـــروط معينـــة عبـــر إصـــداره فوتـــون، يمكـــن لهـــذا الإصـــدار أن يكـــون تلقائيـــاً

(الشكل (1. 14. b)) أو محفزاً من قبل فوتون أخر له نفس الطاقة (الشكل (1. 14. c))، عملية الإصدار المحفز تؤدي إلى توليد فوتون له نفس اتجاه و طور الفوتون الوارد.

إن الإصدار والامتصاص المحفزين هما عمليتان متعاكستان تماماً، والنتيجة النهائية هي أن امتصاص الضوء أو تضخيمه (إعادة إصداره بشكل محفز) يعتمد على نسبة عدد الذرات المتواجدة في السويات الأصلية و المثارة؛ ففي المواد القريبة من التوازن الترموديناميكي يكون عدد الالكترونات في السويات الدنيا (غير المثارة) أكبر من تلك التي في السويات العليا (المثارة) مما يجعلها تمتص الضوء الوارد إليها، أما عندما تكون السويات العليا التي تحوي الالكترونات المثارة ممتلئة و هذه الحالة تسمى بالإسكان المعكوس، فإن الوسط سيتجه إلى اصدار الضوء.

1. 8. 3 الفلورة و الفسفرة

الفلورة: هي العملية التي يتم من خلالها امتصاص إشعاع ذي طول موجي معين و إعادة اصداره بطول موجي آخر في السويات الالكترونية و يتم ذلك وفق الآلية التالية: بعد إثارة الكترونات مادة ما إلى سويات طاقية عليا عن طريق امتصاص فوتونات، تهبط الالكترونات المثارة آنياً عن طريق الاهتزاز (اصدار فونونات) إلى سوية أدنى (سوية شبه مستقرة) فاقدةً جزءاً من طاقتها و من ثم تفقد إثارتها نهائياً بشكل إشعاعي لتعود إلى سويتها الأصلية بعد زمن يساوي عمر تلك السوية عن طريق إصدارها لفوتونات بطاقة أقل من الفوتونات الممتصة أي بطول موجة أطول (الشكل (1. 15)).



الشكل (1. 15): آلية الفلورة

في حالة الضخ الشديد و كون عمر السوية العليا أو السوية شبه المستقر طويل نسبياً ووجود سويات تتناسب مع طاقة الفوتون عندها يمكن للالكترونات المثارة في السوية العليا أو السوية شبه المستقر أن تمص فوتون أخر أو طاقة إضافية اهتزازية (فونون) تضاف إلى طاقة الفوتون و تثار إلى سويات أعلى و عند عودتها إلى سويتها الأصلية تطلق فوتون بتواتر أعلى من فوتون الضاخ أي بطول موجة أقصر. قد تستمر تعملية الفلورة لفترة طويلة بعد توقف عملية الامتصاص (ميكروثانية أو ميلي ثانية) إذا كان عمر السوية شبه المستقرة طويلاً. تشاهد الفلورة في العديد من المواد، حيث يملك بعضها كفاءة اصدار عالية. تحدث عملية الفلورة أيضاً في المواد التي تملك سويات اهتزازية ودورانية. يمكن لعملية الفلورة في تلك المواد أن تستمر لفترة طويل جداً (أطول بكثير من ميلي ثانية) و تسمى عندها بالفسفرة نتيجة تقارب السويات الإهتزازية والدورانية مما يسهل الانتقال منها و العودة إليها ولعدد كبير من المرات قبل أن تفقد الذرات أو الجزيئات إثارتها.

1. 8. 4 التشتت (التبعثر)

التفاعل الأخير بين الضوء و المادة و الذي سيناقش هنا هو التشتت. في هذه الحالة، لا تمتص المادة الضوء بل يتشتت الاشعاع الوارد في كل الاتجاهات. إن أبسط أشكال التشتت هو ذلك الذي لا يؤدي إلى أي تبادل بالطاقة بين الضوء و

الوسط المشتت و يسمى هذا النوع من التشتت بالتشتت المرن و هو يحدث عند وجود أي تباينات في معامل انكسار الوسط و لو كانت صغيرة؛ فعلى سبيل المثال، يتركز تشتت الضوء في الزجاج الشفاف الصافي في مناطق صغيرة (أصغر من الطول الموجي للضوء للضوء) تختلف فيها قرينة الانكسار عن قيمتها الأصلية (بالزيادة أو بالنقصان) و يعود منشأ هذا الاختلاف إلى عدم التجانس في التوزع الاحصائي للجزيئات عندما كان الزجاج في طوره السائل و الذي بقي على حاله عند تصلب الزجاج. يسمى التشتت الذي يحدث في المناطق التي تحوي تغيرات بالكثافة الضوئية والتي أبعادها أصغر بكثير من طول موجة الضوء ($< \lambda/10$) بتشتت ريلي (Rayleigh scattering) و هو يحدث في جميع المواد الشفافة وكذلك في جميع الأطوار الغازية و السائلة و الصلبة، أما شدته فهي تتناسب عكساً مع القوة الرابعة لطول موجة الضوء (λ^4) و هذا يعني أن تشتت الضوء البنفسجي أكبر بكثير من تشتت الضوء الأحمر. و بناءً على ذلك يمكن أن يفسر سبب رؤية السماء باللون الأزرق، فعندما يسقط ضوء الشمس على الغلاف الجوى للأرض بشكل شبه ناظمي يتشتت بفعل جسيمات الغبار و جزيئات الغازات (تشتت ريلي) و تكون نسبة الأشعة الزرقاء المشتتة أكبر بكثير من نسبة الأشعة الأخرى لذلك تبدو السماء أثناء النهار زرقاء. أما عند الشروق و الغروب فتكون الشمس فى الأفق و يقطع الضوء وقتئذٍ مسافة أكبر داخل الغلاف الجوي كي يصل إلى سطح الأرض فيتشتت اللون الأزرق (الإشعاع التى تثير الإحساس باللون الأزرق) من السطح الخارجي للغلاف الجوي بعيداً إلى الفضاء و لا يصل إلى عين الناظر سوى اللون البرتقالي أو الأحمر. وهناك سؤال طريف و هو أنه لما كان التشتت يزداد كلما قل الطول الموجى فلماذا لا ترى السماء باللون البنفسجى بدلاً من اللون الأزرق؟ قد يبدو هذا السؤال منطقياً و لكن في الواقع رؤية السماء زرقاء يعود إلى سببين: أولهما

أن كمية اللون البنفسجي فى ضوء الشمس أقل بكثير من كمية اللـــون الأزرق و الثانى أن حساسية العين للون البنفسجي أقل بكثير من حساسيتها للون الأزرق و الجدير بالذكر أنه لولا وجود الغلاف الجوي للأرض و تشتت جزيئات الغـــازات التي يحويها و الجسيمات العالقة فيه للضوء لكانت السماء مظلمة كما هو الحـــال على سطح القمر و الكواكب التي لاتملك غلافاً جوياً. أما التشتت الذي ينجم عن المناطق التي شكلها كروي والتي تحوي تغيرات بالكثافة الضوئية أبعادها تساوي أو أكبر من طول موجة الـــضوء المـــشتت $(>\lambda/10)$ فيـــسمى بتـــشتت مـــي (Mie Scattering) و شدة هذا التشتت لا تتعلق بطول موجة الـــضوء الـــوارد فكل الاطوال الموجية تتشتت بنفس القدر و هذا ما يفسر اللون الأبـــيض للغيـــوم حيث يتشتت ضوء الشمس المركب عن قطيرات الماء بنفس القدر لكل الأطـــوال الموجية و من ثم تتراكب ليظهر اللون الأبيض للغيوم و لولا ذلك لكانت الغيـــوم غير مرئية كون بخار الماء لا لون له. يبين الشكل (1. 16) مقارنة بين تـــشتتي ريلي و مي حيث يحافظ التشتت الأول على صدر الموجة المتشتت بينما يـــسبب التشتت الثاني تشوهاً في صدر الموجة و انزياحات في الطور يصعب تحديدها.

تشتت مي عن جسيمات كبيرة   تشتت مي   تشتت ريلي

جهة الضوء الوارد

الشكل (1. 16): تشتت رايلي و تشتت مي عن جزيئات صغيرة و عن جزيئات كبيرة.

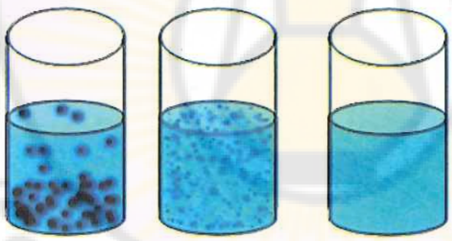
يتشتت الضوء أيضاً عند مروره في بعض المحاليل بسبب كبـــر حجـــم الـــدقائق المذابة فيها و هذا ما يعرف بأثر تيندال (Tyndall Effect) نسبة إلـــى العـــالم الفيزيائي جون تيندال الذي كان أول من قام بدراسته بعد اكتشف هذا الأثر مـــن

قبل العالم الفيزيائي فاراداى. يعتبر التشتت الناتج عن أثر تيندل في السوائل تشتتاً مرناً وهو يشبه في فعله إلى حدٍ كبير تشتتي رايلي و مي. يمكن الاستفادة من أثر تيندال في تمييز بين المحاليل المختلفة والتي تقسم من حيث حجم دقائق المادة المذابة إلى ثلاثة أقسام (الشكل (1. 17):

1) محاليل حقيقية: يكون حجم دقائق المادة المذابة أقل من 1 nm و يصعب التمييز بين المادتين المذابة و المذيبة.

2) محاليل غروية: حجم دقائق المادة المذابة بين 1 nm و 1 µm و تكون دقائق المادة المذابة منتشرة داخل المادة المذيبة فهي غير ذائبة أو مترسبة في وسط الانتشار ولكن يصعب أيضاً التمييز بين المادتين المذابة و المذيبة في هذة المحاليل.

3) محاليل المعلقات: خليط غير متجانس حجم دقائقه أكبر من 1 µm ويمكن ملاحظة تلك الدقائق بالعين المجردة كما يمكن ملاحظة ترسبها في الأسفل.



المحلول الحقيقي المحلول الغروي المحلول ذات المعلقات

الشكل (1. 17): مقارنة بين أنواع المحاليل المختلفة.

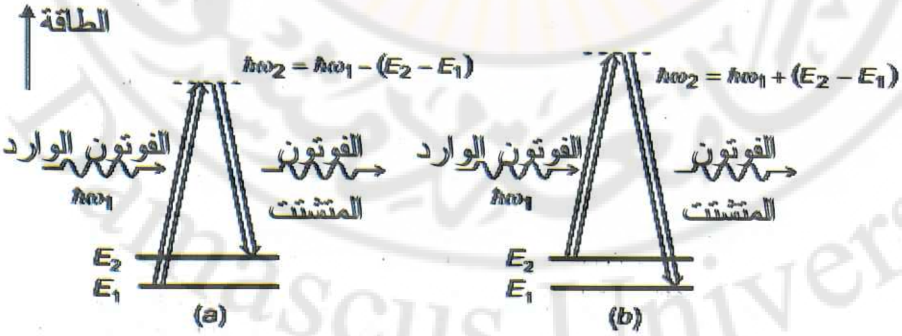
يتم التمييز بين المحاليل الغروية و الحقيقة من خلال رؤية مسار شعاع ضوئي ما (ليزر مثلاً) مار فيها، ففي المحاليل الحقيقية (سائل نقى أو محلول رائق مثل محلول السكر في الماء موضوع داخل كأس زجاجي شفاف) لا يمكن رؤية هذا المسار لأن هذه المحاليل تشتت الضوء تشتيتاً ضعيفاً بينما يمكن مشاهدته بوضوح في المحاليل الغروية (الشكل (1. 18).



الشكل (1. 18): المسار الضوئي ضمن محلول حقيقي و ضمن محلول غروي.

على الرغم من الاستفادة من أثر تيندال في تمييز بين المحاليل المختلفة لكن لايمكن الاستفادة منه في حساب تركيز الدقائق في المحاليل الغروية نظراً لأن هذا النوع من التشتت يزداد طرداً و بشكل تكعبي مع حجم الدقائق الغروية.

و على النقيض من ذلك، فإن تشتت رامان (Raman scattering) هو تشتت غير مرن يتم فيه تبادل الطاقة مع المادة المشتتة و التي تكون على شكل كمات من الاهتزازات الجزيئية (الفونونات). إن الانزياح في الطول الموجي يعتمد على طاقة الفونونات؛ فالفوتون عندما يتشتت قد يفقد طاقة مولداً فونون مما يؤدي إلى انخفاض تواتره و بالتالي ازدياد طول موجته (الشكل (1. 19. a))، **يسمى الانخفاض في تواتر الفوتون بانزياح ستوكس، وبشكل مماثل، يمكن للفوتون الحصول على طاقة إضافية من خلال امتصاصه لفونون (الشكل (1. 19. b))، فيزداد تواتره (أي ينزاح تواتره نحو التوترات الأعلى) و هو ما يسمى بانزياح ستوكس المعاكس.**



الشكل (1. 19): تشتت رامان (a) انزياح ستوكس، (b) انزياح ستوكس المعاكس.

إن تشتت رامان هو عادةً عملية ضعيفة فهي أضعف بعدة مـرات مـن تـشتت رايلي، ولكنه مفيد في التشخيص الكيميائي. يستخدم هذا التأثير في بعض أجهزة الالكترونيات الضوئية، ولكن التأثير الأكثر استخداماً هو تشتت رامان المحفز و الذي يحدث عند استخدام ضوء ذو كثافة استطاعة عالية، تشاهد هـذه الظـاهرة كثيراً في الألياف الضوئية حتى من أجل طاقات متوسطة الشدة. يمكـن لتـأثير رامان الآني أن يتعزز إذا كانت سوية الإثارة قريبـة مـن الـسوية التجاوبيـة لاهتزاز الفوتون المثير.

هناك نوع ثالث من التشتت يسمى بتـشتت بريلـون (Brillouin scattering) وهو تشتت غير مرن مشابه لتشتت رامان، و يختلف عنه في كون سوية الطاقة التي يحدث معها التبادل هي السوية الـدنيا لاهتـزاز الفونونـات ذات الطـور الصوتي (الأمواج الصوتية). فالضوء سوف يتشتت بـسبب مـرور الامـواج الصوتية في الوسط و الذي يسبب انضغاطاً في المناطق التي تكون سعة الموجة الصوتية فيها عظمى و تخلخلاً في المناطق التي ستكون فيهـا سـعة الموجـة الصوتية دنيا. إن حركة الأمواج الصوتية سيؤدي إلى انزيـاح دوبلـر لتـواتر الضوء المتشتت و هو أصغر بكثير من انزياح الناجم عن تشتت رامـان فهـو ضعيف بوجه عام، وينبغي مع ذلك أن يلاحظ أن هذا التشتت في حالة الحقـول الضوئية العالية و طول مجال التفاعل قد يؤدي، كما هو الحال مع تشتت رامان، إلى توليد تأثيرات لاخطية ينتج عنها تشتت قوي محثوث، وهذا يمكن أن يحـدث عند ضخ ليزر عالي الترابط ذو طاقة قليلة نسبياً (بضع ميلي واطات) في ليـف ضوئي طويل ذات خسارة ضوئية ضعيفة.

9.1 القياسات الضوئية أو الفوتومتري (Photometry)

تسمى قياسات كميات الإشعاع الضوئي المحصورة في المجال مابين 360 nm و 830 nm بالفوتومتري أو القياس الضوئي و تستعمل لذلك كواشف أو مقاييس

طيفية إشعاعية محوسبة؛ بينما تسمى القياسات الضوئية التي تغطي كامل المجال الأشعاعي من 10 nm إلى 1 mm بالقياسات الإشعاعية (Radiometry). إن أهم الواحدات المستعملة في قياس شدة الضوء هي واحدة الشمعة (Candela) و التي تعرف بشدة الإضاءة لمصدر ضوئي تواتره 540×10^{12} Hz في اتجاه معين شدته الإشعاعية هي (1/683) W/st [حيث st هي اختصار لـ steradian هي واحدة الزاوية المجسمة].

1.9.1 الوحدات و المقادير في القياسات الضوئية و الإشعاعية

إن تعاريف المقادير في القياسات الضوئية هي نفسها بالنسبة للقياسات الإشعاعية و لكن بوحدات قياس مختلفة.

المقدار الأول: هو أهم تلك المقادير بالنسبة للقياسات الإشعاعية (و الضوئية) وهو التدفق الإشعاعي (استطاعة الإشعاع) ويعرف بالطاقة (مقدرة بالجول) التي تشع من منبع مشع في واحدة الزمن وواحدتها الواط (W=J/s)، أما التدفق الضوئي فيعرف بالمعدل الزمني لجريان الضوء ووحدته اللومن (lm).

المقدار الثاني: شدة الإشعاع (قياسات إشعاعية) أو شدة الإضاءة (قياسات ضوئية) و يعرف بالتدفق الإشعاعي (أو الضوئي) لمصدر مشع (أو منبع ضوئي) خلال زاوية مجسمة في الجهة المعطى، وحدة التدفق الإشعاعي هي W/st ووحدة التدفق الضوئي هي الشمعة (cd) و التي تساوي إلى (lm/st).

المقدار الثالث: كثافة تدفق الإشعاع السطحية أو التشعيع (Irradiance) و كثافة تدفق الضوء السطحية أو الإنارة (Illuminance) و يعرفان بكثافة تدفق الإشعاع (أو الضوء) الوارد إلى نقطة من سطح أو بمعنى آخر هما تدفق الإشعاع (أو الضوء) في واحدة المساحة، تقدر كثافة تدفق الإشعاع السطحية بوحدة (W/m^2) أما كثافة تدفق الضوء السطحية فتقدر بوحدة اللوكس و التي تساوي إلى (lm/m^2).

المقدار الرابع: الإشعاعية (Radiance) و اللمعان أو السطوع (Luminance) و هما كمية الإشعاع أو الضوء المتدفق من سطح مشع (أو منبع ضوئي) ضمن زاوية مجسمة في اتجاه معين و الساقط عامودياً على مساحة معينة، وحدة الإشعاعية هي ($W/st.m^2$) ووحدة السطوع (وهو مهم جداً في القياسات الضوئية حيث يظهر كيف تُرى الأجسام المضيئة بالنسبة للعين) هي (cd/m^2).

المقدار الخامس: مقدار الأشعة المغادرة (Radiant exitance) أو مقدار الضوء المغادر (Luminous exitance) وهما كثافة تدفق الإشعاع أو الضوء المغادر لسطح معين من نقطة معينة و يقدر بـ (W/m^2) لمقدار الأشعة و بـ (lm/m^2) للمقدار الضوئي.

المقدار السادس: التعرض الإشعاعي (Radiation exposure) ووحدتها هي (J/m^2) أو التعرض الضوئي (Luminous exposure) ووحدته هي (lx s) ويقصد بهما كمية التشعيع أو الإنارة خلال فترة زمنية معينة.

المقدار السابع: طاقة الإشعاع (Radiant energy) أو طاقة الإنارة (Luminous energy) و هما التدفق الإشعاعي أو الضوئي الكلي خلال فترة زمنية معينة ووحدتاه هما (J) و (lm s).

المقدار الأخير: التدفق الإشعاعي الكلي و التدفق الضوئي الكلي واللذان يحسبان بتكامل التدفق على كامل السطح المغلق المضاء بمنبع ضوئي. هناك مقدار آخر مهم جداً عند اختيار المنابع الضوئية لتوفير الطاقة و هو عامل كفاءة الإضاءة للمنبع الضوئي و الذي يعرف بـنسبة التدفق الضوئي إلى الدخل الكهربائي و ينتشر في الأسواق حالياً العديد من المنابع الضوئية و المحولات التي توفر من 10 % إلى 70 % من الطاقة الكهربائية المستهلكة من أجل التدفق الضوئي ذاته الناتج عن المنابع و المحولات التقليدية مما يجعل استخدامها أمراً ضرورياً لمواجهة الاستهلاك المتزايد للطاقة الكهربائية.

1. 9. 2 بعض القوانين الأساسية للقياسات الضوئية و الإشعاعية

أهمها هو قانون التربيع العكسي (Inverse square law)، الذي يطبق فقط من أجل المنابع النقطية و المسافات الكبيرة، و ينص على أن كثافة تــدفق الــضوء السطحية (E(lm)) أو الإنارة تتناسب عكساً مع مربع البعد r عن المنبع النقطي المشع ذي شدة الإضاءة I أي:

$$E = \frac{I}{r^2} \qquad [112\ .1]$$

ثاني قانون هو قانون لامبرت التجيبي (Lambert's cosine law) و الذي ينص على أن شدة الإضاءة لعنصر سطح لامبرت يعطى بـــ:

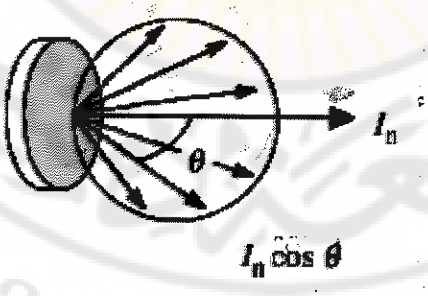
$$I(\theta) = I_n \cos\theta \qquad [113\ .1]$$

حيث I_n أن شدة الإضاءة في الاتجاه الناظمي على سطح لامبرت و الذي يعرف بـــأنه السطح الذي يملك سطوعاً متساوياً في جميع الاتجاهـــات للأشـــعة التـــي تشكل نصف كرة أعلاه كما يرى في الشكل (1. 20).

و يعطى التدفق الكلي Φ لسطح لامبرت بـــ:

$$\phi = \pi I_n = \pi L a \qquad [114\ .1]$$

حيث L هو سطوع السطح و a مساحة منطقة السطح.

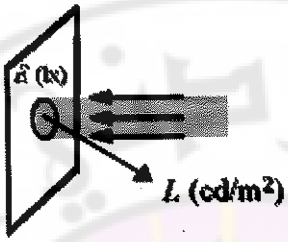


الشكل (1. 20) قانون لامبرت التجيبي.

يعرف الناشر المثالي (Perfect diffuser) بالنفوذية أو بالانعكاس بأنـــه ناشـــر

لامبرت يملك انعكاسية أو نفاذية مساوية للواحد (1)، إن السطوع L لناشر مثالي يضاء بإنارة E(x) (الشكل (1. 21)) يعطى بـ:

$$L = \frac{E}{\pi} \quad [115 .1]$$



الشكل (1. 21) العلاقة بين الإنارة و السطوع.

و من أجل سطح لامبرت بانعكاسية R تأخذ العلاقة السابقة الشكل:

$$L = R\frac{E}{\pi} \quad [116 .1]$$

حيث تعرف الانعكاسية بأنها نسبة التدفق الضوئي المنعكس إلى التدفق الضوئي الوارد في الشروط المعطاة. و هناك عامل آخر و هو عامل السطوع β يعرف بأنه نسبة سطوع سطح بالاتجاه المعطى إلى انعكاسية أو نفوذية ناشر مثالي يخضع لشروط الإنارة نفسها، و عندها علاقة السطوع تعطى بـ:

$$L = \beta\frac{E}{\pi} \quad [117 .1]$$

و أخيراً يمكن تعريف كفاءة السطوع q لسطح ما بأنه نسبة سطوع الضوء في الاتجاه المعطى إلى إنارة سطح عنصر السطح ضمن شروط خاصة أي:

$$q = \frac{L}{E} \quad [118 .1]$$

و بالتالي تعطى العلاقة بين السطوع و الإنارة بـ:

$$L = q\,E \quad [119 .1]$$

إن القياسات الضوئية و الإشعاعية تستخدم في مجالات تطبيقية عديدة كقياس الأطياف و دراسة أنصاف النواقل الضوئية و المنابع الضوئية و السطوح العاكسة و في الأغشية الرقيقة و في دراسة الخواص الضوئية للمواد وغيرها.

1. 10 المنابع الضوئية

يمكن توليد الضوء بطرائق عديدة تصنف تحت ثلاثة أقسام رئيسية:

1) طرائق حرارية.

2) طرائق كهرطيسية كلاسيكية.

3) طرائق كوانتية و التي تظهر أهميتها من أجل الطاقات العالية.

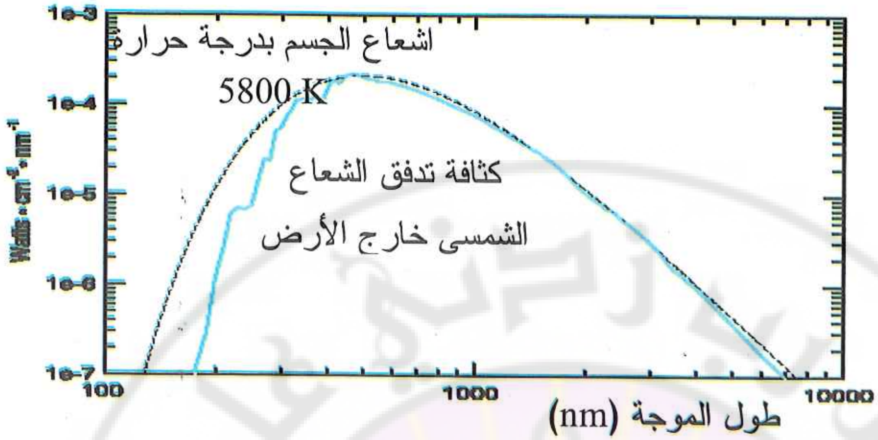
المنابع الضوئية لها عادةً نوعان: منابع ضوئية غير مترابطة (منابع طبيعية كضوء الشمس و النجوم ومنابع اصطناعية كالمنابع المتوهجة و المتألقة و المتفلورة) و منابع ضوئية مترابطة (الليزر بأنواعه).

1. 10. 1 المنابع الضوئية غير المترابطة

هناك الكثير من المنابع غير المترابطة سواءً الطبيعية أم الاصطناعية وسيكتفى في الفقرات القادمة بذكر سريع لبعضها.

1. 10. 1. 1 ضوء الشمس والنجوم

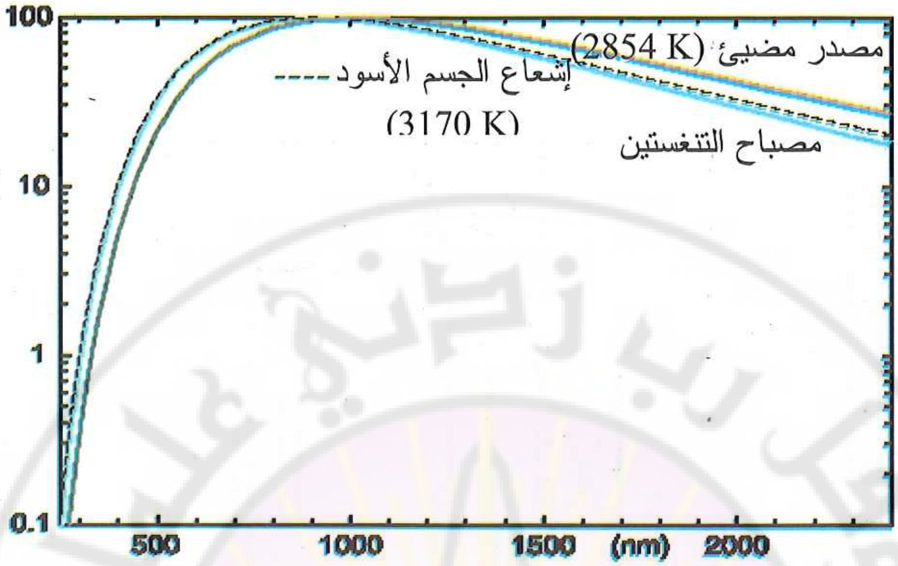
الضوء الصادر من الشمس و النجوم ماهو إلا إشعاع لجسم أسود درجة حرارته قد تصل إلى40,000 K، يظهر الشكل (1. 22) الأطوال الموجية ضمن الطيف الوارد من الشمس مقارنة مع طيف إشعاع الجسم الأسود. يمتد الطيف الصادر عن النجوم من مجال فوق البنفسجي القصير أقل من 100 nm إلى مجال تحت الأحمر الطويل، حيث يعتمد طول المجال على درجة حرارة النجم ولكن الغلاف الجوي يعمل كمرشح فيتمص الأشعة فوق البنفسجية و يسمح لبقية الطيف بالمرور.



الشكل (1. 20): طيف الشمس مقارنة بطيف إشعاع الجسم الأسود.

1. 10. 1. 2 المنابع المتوهجة

إن أبرز مثال على المنابع المتوهجة الاصطناعية هو مصباح التنغستين الذي يملك طيفاً مكافئاً لطيف جسم أسود عند درجة حرارة 2800 K و كفاءة تحويل الطاقة الحرارية إلى ضوئية حوالي % 9 أي مايعادل 15 لومن لكل واط. احتراق الفتيل. يطلى الجدار الداخلي للمصباح عادة بمادة تمرر الضو المرئي و تعكس الأشعة تحت الحمراء وتستفيد من طاقة الاشعاعات فوق البنفسجية فتحولها إلى المجال المرئي، مما يساعد على تقليل الطاقة الكهربائية اللازمة للإنارة. يبين الشكل (1. 23) الأطوال الموجية التي يشعها التنغستين مقارنة مع الأطوال الموجية التي يشعها الجسم الأسود في مجال محدود. قد تعدّل المنابع المتوهجة بإضافة مواد هالوجينية لها لزيادة كفاءتها و إطالة عمرها و كمثال على ذلك المصابيح التنغستينية الهالوجينية التي تتألف من فتيل تنغيستين موجود ضمن حجرة مملوءة ببخار عناصر اليود أو البروم الهالوجينية (أملاح معدنية). يتحد بخار التنغستين مع اليود أو البروم ويسقط على الفتيل باصطدامه بالفتيل يتفكك ثانية فيترسب التنغستين فقط مما يؤدي إلى إطالة عمر فتيل التنغستين.



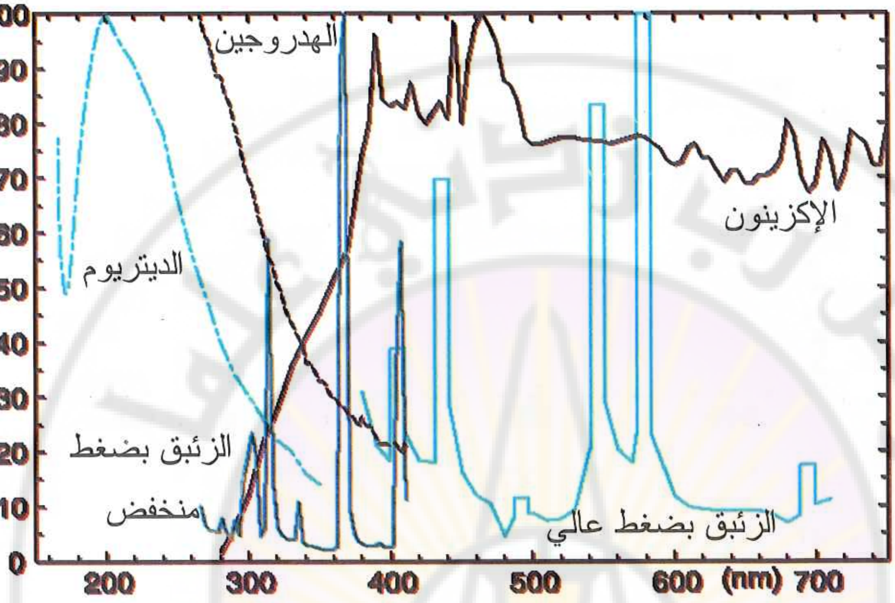
الشكل (1. 23): طيف التنغسين مقارنة بطيف إشعاع الجسم الأسود.

يمكن أن ينتج هذا النوع من المصابيح طاقة ضوئية تصل إلى مايعادل 40 لومن لكل واط.

1. 10. 1. 3 المنابع المتفلورة

المنابع المتفلورة هي عبار عن مصابيح انفراغية يتم فيها امتصاص الأطياف المتمايزة من قبل مادة فوسفورية و تحويلها إلى أطوال موجية أخرى. يوضح الشكل (1. 24) الخطوط الطيفية لبعض منابع الفلورة: الإكزينون، الهدروجين، الديتريوم، الزئبق بضغط عالي ،الزئبق ضغط منخفض. عندما يُطلى هذا المصباح بمادة فوسفورية يصبح الضوء الصادر من هذا المصباح في المجال الضوئي المرئي حيث أن مصابيح الزئبق ذات الضغط الفوسفورية المستعملة في هذا النوع من المصابيح هي عادةً إما فوسفات الكالسيوم أو سيليكات التوتياء أو تنكستات الكالسيوم. يمكن أن تثار المصابيح الانفراغية بواسطة انفراغ أشعة راديوية خارجية باستخدام أقطاب خارجية. المصابيح القوسية (Arc Lamps) و التي تستعمل عادةً لضخ الليزرات المستمرة هي أيضا عبارة عن مصابيح

انفراغية قصيرة يستعمل لتشغيلها تيار عالٍ و تحوي على غازات مثل الإكزينون Xe أو بخار الزئبق أو بخار الصوديوم.



الشكل (1. 24): طيف بعض المنابع القوسية.

يطابق الطيف المنبعث من مصابيح الكبريت الجزيئية طيف الأشعة الشمسية. قد تعطي المصابيح المعدنية الهالوجينية طاقة ضوئية تصل إلى 100 لومن/واط.

1. 10. 1. 4 المنابع المتألقة

التألق كما شرح آنفاً هو إصدار الضوء من بعض المواد المثارة إما عن طريق ضوئي أو كهربائي أو حزم الكترونية أو تفاعلات كيميائية أو أمواج صوتية أو بطرق بيولوجية (بعض البكتريا، حشرات، فطور). فهناك *تألّق حراري* تصدره بعض الأجسام في درجة حرارة أدنى من الدرجة التي تثير توهجها (كتألق الطباشير حين يُرش مسحوقها على سطح ساخن) و*تألّق البرودي* سببه التبريد الشديد (كتألق بعض البلورات عندما تغطس في الهواء السائل) و*تألق بالاحتكاك*

(كتألق سكر القصب الجاف جداً حين يسحق في الظلام وكالشرر الأصفر الذي تصدره فسفات الكلسيوم الطبيعية عند سحقها في الظلام) و *تألّق بلوري* (كتألق بعض البلورات في أثناء تبلورها) و *تألّق إشعاعي* مولد بواسطة الأشعة السينية أوالجسيمات المتأينة (المتشاردة) أوأشعة غاما (γ)، وإذا كان سبب التألق إلكترونات سريعة وصف التألق بأنه *تألق كاتودي (مهبطي)*، ويستفاد منه في صنع أنابيب راسمات الاهتزاز وفي صنع شاشات التلفاز و*تألّق كيميائي* يرافق بعض التفاعلات الكيميائية مثل تأكسد الفسفور تأكسداً بطيئاً في درجة الحرارة العادية وتفسخ الأخشاب القديمة أو الأسماك و*تألّق حيوي* ناتج عن تفاعلات كيميائية تحدث في كائنات حية مثل تأكسد مادة تسمى لوسفرين Luciferin بوجود أنزيم يسمى لوسفراز Luciferase يعمل وسيطاً في التفاعل. وهناك أنواع عديدة من اللوسفرين في الحيوانات المتألقة مثل الحباحب أو اليراع والجراثيم (فوتوبكتريوم) التي تنمو على الأسماك الميتة واللحم الفاسد وديدان الأرض المضيئة حيث تُصدر هذه الحيوانات عادة ضوءاً وحيد اللون هو في الغالب أزرق أو أخضر أو أصفر. إن أهم المنابع المتألقة هي منابع التألق الكهربائي، ويتم التألق الكهربائي في الغازات عن طريق التفريغ الكهربائي المستعمل في مصابيح الإشارات الطرقية البرية والمطارات وفي الأنابيب المتألقة المستخدمة في الإعلانات بألوان تختلف باختلاف الغاز أحمر (النيون) وأزرق (بخار الزئبق) ومائل إلى البنفسجي (الأرغون). أما في الأجسام الصلبة فيتم التألّق الكهربائي بإثارة وسط عازل حيث يتكون المصباح من قاعدة تحتوي على مسريين، أحدهما صفيحة معدنية والآخر لوح زجاجي مطلي بمادة ناقلة للكهرباء يؤلف واجهة المصباح ومنه ينفذ الضوء المتألق نتيجة لتطبيق فرق كمون يتراوح بين 400–500 فولط على المسريين اللذين يحصران بينهما طبقة عازلة رقيقة من مادة فسفوربة لاعضوية، وكمثال على تلك المصابيح،

المصابيح المستعملة في إنارة لافتات الإشارات عامة وفي تنويرات النجدة وإشارات المرور خاصة. هناك منابع أخرى للأجسام الصلبة تعتمد على الإثارة الالكترونية للجزيئات العضوية الصلبة أو البلورات العضوية، و لكن أشهر منابع التألق الكهربائي المعتمدة على الأجسام الصلبة هي أنصاف النواقل المشعة و المعروفة اختصاراً بـ LED حيث أن تطبيق انحياز أمامي على الديود ذي الوصلة P - N يؤدي إلى حقن حاملات الشحنة الأقلية إلى منطقة الوصلة و الذي بدوره يؤدي إلى إعادة اتحاد الالكترونات بالثقوب و إشعاع ضوء. يمكن أن تصدر انصاف النواقل ضوءاً في المنطقة المرئية من الأزرق إلى الأحمر بكفاءة عالية تقريباً. الديودات المصنوعة من GaP و التي تشع الضوء الأخضر و الديودات المصنوعة من AlInGaP و التي تشع الطول الموجي الأحمر يمكن أن تصل طاقة إشعاعها الضوئية إلى 100 لومن لكل واط. إن كفاءة إنارة الديودات الضوئية و استهلاكها للطاقة تعادل عشرات أضعاف كفاءة إنارة و استهلاك المصابيح الأخرى المعروفة للطاقة مما يجعل استخدامها مهماً جداً في تطبيقات كثيرة (كما في السيارات و لوحات المرور و لوحات العرض...) لتوفير طاقة التشغيل و الحصول على طاقة الإشعاع الضوئي أكبر. ظهرت مؤخراً مصابيح تألق كهربائية مضغوطة (CFL) توفر طاقة، يستعمل فيها القليل من الزئبق لذلك ينصح عند كسر تلك المصابيح في مكان ما بالابتعاد عن مكان ذلك المكان مدة 10 دقائق و عدم استعمال المكنسة الكهربائية لتنظيف المكان خشية تطاير الغبار.

1. 10. 2 المنابع الضوئية المنتجة للأشعة المترابطة (الليزر)

الليزر (**Laser: light amplification by stimulated imission of radiation**) وهو مصطلح يطلق على الضوء المضخم بواسطة الإصدار المحثوث (المحفّز) للأشعة. وعادةً ما تطلق كلمة الليزر أيضاً على الجهاز المستخدم لإنتاج حزم

الليزر الشديدة التركيز و المترابطة لدرجة عالية حيث أنه إذا أرسلت حزمة من ضوء الليزر ذات القطر (10 cm) إلى سطح القمر الذي يبعد (384,000 km) ستصل بقطر لايزيد عن (5 km). إن اختراع الليزر كان بعد النجاح ببناء الميزر الذي ظهر أولاً بين عامي (1951 - 1954) على يد العالم تاونز ومساعديه والذي يستخدم أمواجاً راديوية قصيرة (مكروية) بدلاً من أمواج الضوء المرئي. وفي عام (1958) أسس العالمان شارلوت وتاونز لأول ميزر ضوئي (ليزر) و الذي بني فعلياً لاحقاً وبنجاح من قبل العالم ميمان في عام(1960).

1. 10. 2. 1 توليد الأشعة المترابطة

لتوليد أشعة مترابطة يحتاج إلى (كما يظهر في الشكل (1. 25)):



الشكل (1. 25): الليزر التقليدي.

1. وسط فعال مناسب ذي سويات طاقة شبه مستقرة.
2. مصدر ضخ مناسب لإثارة الذرات.
3. تجويف ضوئي (مجاوب) لحدوث عملية التضخيم.

آلية التوليد: على فرض أن هناك غازاً ما ضمن أنبوب يحتوي ذرات طليقة لها عدد من سويات الطاقة، إحدى هذه السويات غير ممتلئة و تحوي على الكترونات. تدعى هذه السوية بالسوية الطاقية الأرضية. تكون السويات الطاقية الأعلى فارغة وذات زمن حياة قصير جداً ماعدا سوية واحدة يكون زمن بقاء الالكترونات المثارة فيها كبيراً نسبياً تسمى بالسوية شبه المستقرة. إن إضاءة هذا

الغاز بضوء يحوي فوتونات ذات طاقة مساوية للفرق الطاقي للسويات الطاقية العليا (الأعلى من السوية الشبه مستقرة) يرفع العديد من الكترونات الذرات من خلال امتصاصها لطاقة الفوتونات الواردة ($nh\upsilon_0$) من المستوي الأرضي إلى هذه السويات والتي تلبث فيها زمناً قصيراً يساوي زمن حياتها لتهبط بعدها بشكل غير مشع عن طريق إصدار فونون إلى المستوى الطاقي شبه المستقر قبل عودتها نهائياً إلى سويتها الأم (السوية الأرضية). فإذا كان الضوء الضاخ شديداً بدرجة كافية، يمكن أن نحصل على انقلاب إسكاني أي زيادة في عدد الالكترونات في السوية شبه المستقرة لتصبح أكثر من تلك الموجودة في السوية الأرضية. بعد أن تقضي الإلكترونات زمناً يساوي عمر السوية شبة المستقرة تعود الالكترونات إلى السوية الأرضية عن طريق إصدار فوتونات كل منها يملك طاقة قدرها ($h\upsilon$) يسمى هذا الإصدار بالإصدار التلقائي أو فلورة (floresence). بمرور الفوتونات التلقائية بذرات أخرى مجاورة تحوي على الكترونات مثارة في السوية شبه المستقرة يمكنها تبعاً لمبدأ الرنين (التجاوب) أن تشجع الذرات على إصدار فوتونات عن طريق إعادة الالكترونات المثارة إلى المستوي الطاقي الأرضي تسمى بالفوتونات المحرّضة لها نفس تردد واتجاه واستقطاب الفوتونات الأصلية (ترابط مكاني) و لها نفس طور و سرعة الفوتونات الأصلية (ترابط زماني). يمكن اعتبار الفوتونات التلقائية و المحثوثة (المحرضة) بمثابة أمواج أولية ستحفز بمرورها بذرات أخرى في السويات شبه المستقرة إصدار إشعاع من الفوتونات بنفس الاتجاه وبنفس الطور. تنقص كثافة الفوتونات التلقائية و المحثوثة بشكل كبير أثناء مسيرها ضمن الوسط الفعال، حيث تمتصها الكترونات السوية الطاقية الأرضية فتثار الالكترونات هذه المرة إلى السوية الطاقية شبه المستقرة، ولتعويض هذا نقص و تحقيق وفرة في عدد الفوتونات ينبغي زيادةً نسبة الضخ أي زيادة عدد الالكترونات في السوية شبة

المستقرة لتصبح كثافتها أكبر بكثير من كثافتها في السوية الأرضية و هذا ما يسمى بالانقلاب الإسكاني. لإنتاج الليزر ينبغي زيادة نسبة الإصدار المحثوث بشكل كبير مقارنة بالإصدار التلقائي و يتم ذلك عن طريق تصميم تجويف ليزري (مجاوبة ليزرية) يقوم بعكس معظم الأمواج و إعادتها من جديد مرات و مرات إلى البلورة (الوسط الفعال) و تكون المجاوبة الليزرية عادة عبارة عن مداخل فابري بيرو الدي يتألف من مرآتين إحدهما ذات انعكاسية 100 % والأخرى ذات انعكاسية جزئية لطول موجة الليزر المراد توليده. بعد إثارة الكترونات ذرات أو جزيئات الوسط الفعال بوسيلة أو بأخرى لإنتاج الانقلاب الإسكاني فإن جزءاً من الذرات في السويات شبه المستقرة ستصدر إشعاعاً تلقائياً في كل الاتجاهات. إن الفوتونات التي مسارها لا يوازي محور البلورة سوف تنفذ من الوسط الفعال مائلة بزاوية، ومن ثم فإنها لن ترد على المرآتين موازية لمحورهما (الخط الواصل بين مركزي المرآتين) وبالتالي قد لا تنعكس مرة أخرى إلى الوسط الفعال وتفقد تماماً، بينما تنعكس الفوتونات التي تشع موازيةً للمحور ذهاباً وإياباً من طرف لآخر و تتوقف فرصتها في الخروج من المجاوبة على شدة انعكاسية المرآة العاكسة جزئياً وعلى كثافة الإسكان العالية لذرات السوية شبه المستقرة داخل المجاوب. و هكذا تكون الحزمة الضوئية الخارجة حزمة مترابطة و عالي الشدة يطلق عليها اسم "شعاع الليزر".

1. 10. 2. 2 طرق ضخ الأوساط الفعالة

إن أكثر الطرق استعمالا لتوليد الليزر هي:

1. الضخ الضوئي: وهو يستعمل في معظم الليزرات الصلبة (المعتمدة على البلورات) وأيضا في الليزرات الليفية حيث أن الذرات يمكن إثارتها عن طريق ضخ ضوء بطول موجة مناسب لسويات الطاقة في بلورة الليزر (الوسط الفعال).

2. التفريغ الكهربائي: وهي طريقة تستخدم في معظم الليزرات الغازية مع

إمكانية استعمال الطريقة الأولى حيث أن تطبيق فرق كمون عالٍ على الأقطاب الموجودة على طرفي الغاز يؤدي إلى انهيار كهربائي في الغاز وإلى خروج الالكترونات المتسارعة من القطب السالب لتصطدم بطريقها بذرات الغاز مما يؤدي إلى نقل طاقتها إلى الذرات فتثار وترتفع إلى سوية طاقة أعلى أي يحصل إسكان معكوس.

3. التفاعل الكيميائي (الليزر الكيميائي): حيث أن طاقة الضخ تأتي من تفاعل كيميائي بين ذرتين. هذه الليزرات هي جزء من عائلة الليزرات الغازية الديناميكية، والتي تعتمد على التمدد السريع للغازات الساخنة ذات الضغط المرتفع عن طريق ضخها عبر خراطيم في فراغ واسع مما يؤدي إلى خفض درجة حرارة الغاز بسرعة بينما تبقى معظم ذرات الغاز في الحالة المثارة (الانقلاب الإسكاني). إن فعل الليزرات في الليزرات الكيميائية يعتمد عادة على الانتقال الاهتزازي للجزيئات ذات الذرات الثنائية.

4. انتقال حاملات الشحنات (الليزرات نصف الناقلة): فكما هو معلوم إن المواد نصف الناقلة لها نوعان من عصابات الطاقة:

a. عصابة التكافؤ تكون الالكترونات فيها مقيدة وغيرة قادرة على الحركة.

b. عصابة النقل تتحرك فيها الالكترونات بحرية ضمن المادة نصف الناقلة.

والفرق بين العصابتين يسمى فجوة الطاقة، فإذا أعطي الالكترون في عصابة التكافؤ طاقة (كافية) فإنه سوف يقفز إلى عصابة النقل مجتازاً الفجوة الطاقية. تكون الأجهزة المبنية من أنصاف النواقل عادةً مؤلفة من وصلة (P-N) وعند تمرير تيار مباشر (تطبيق فرق كمون مباشر) فإن الالكترونات الحرة في N سوف تقفز إلى المنطقة P متخطية منطقة الوصلة و ستطلق طاقة، هذا ضمن ظروف معينة يمكن أن تكون طاقة ضوئية.

5. الإثارة بواسطة البلازما (X-Rays laser): بما أنه يمكن توليد الليزر من الأمواج الضوئية وبما أن الأمواج الضوئية هي أمواج كهرطيسية، فإنه يمكن توليد الليزر من أية موجة كهرطيسية. إن توليد الليزر في مجال الأمواج القصيرة جداً X-Rays أو γ-Rays هو صعب عملياً لأن عملية توليد الأشعة (فوتونات) في المجالات المذكورة يتطلب طاقة كبيرة لإثارة الالكترونات من المدارات الداخلية القريبة من النواة إلى المدارت السطحية الخارجية التي يجب أن يكون زمن بقاء الالكترونات فيها قصيراً جداً، وعند عودة هذه الإلكترونات إلى مداراتها الأصلية ستصدر أشعة بتواترات كبيرة جداً أي بطول موجة صغير جداً يقع في مجال الأمواج القصيرة جداً X-Rays أو γ-Rays. إن انتزاع الالكترونات من المدارات الداخلية يتم عادة في عملية توليد البلازما في المادة حيث تنفصل الالكترونات عن النواة، وبما أنه لا يوجد الكترونات في سويات الطاقة الداخلية للنواة فإن الحالة هي إسكان معكوس. إن الانتقالات التي تولد X-Rays تملك ربحا عالياً وبالتالي فإن حقن فوتون واحد ضمن المادة (الوسط) يكون كافياً لتوليد كمية كبيرة من طاقة X-Rays ليزر وهكذا فإنه ليس هناك حاجة إلى استعمال مرايا.

6. توليد الليزر بواسطة الحزم الالكترونية الحرة: عندما تمر حزم الكترونية في مسرع الكتروني فإنها تتسرع وبما أنها غير مرتبطة بأي مادة (أي أنها غير مقيدة بسويات طاقية معينة) فإنها قادرة على إصدار إشعاع عند أي طول موجي لدى تفاعلها مع موجة كهرطيسية مستقطبة خطياً باتجاه مرور الحزم الالكترونية. تولد الموجة الكهرطيسية عادةً بواسطة عدد من المغانط موضوعة بعكس بعضها البعض في طريق مرور الحزم الالكترونية. تنقل الحزم الالكترونية لدى اجتيازها للأمواج الكهرطيسية بعضاً من طاقتها إلى تلك الأمواج و باستعمال مجاوبة ليزرية ذات مرايا تملك عاكسية مناسبة عند طول

موجي معين يتم تضخيم فقط الأمواج الكهرطيسية التي تملك نفس الطول الموجي السابق بعد عدد من الدورات و بتوليد الليزر. يمكن توليد ليزر بأي طول موجة شريطة استبدال مرايا المجاوبة بمرايا تملك انعكاسية مناسبة للطول الموجة المراد توليدة، بهذه الطريقة يمكن توليد ليزرات بأطوال موجية طويلة يصعب توليدها بالطرق الكلاسيكية الأخرى المعرفة والأنفة الذكر.

1. 10. 2. 3 شروط توليد الأشعة المترابطة بالإصدار المحثوث

إذا كان لدينا سويتا طاقة معينتان E_1 و E_2 لذرات مادة ما ولتكن E_1 هي السوية الأرضية للذرة و أن الذرة موجودة في السوية الطاقية E_2. عند هبوط الذرة إلى السوية الطاقية E_1 فإنها سوف تخسر طاقة قيمتها $(E_2 - E_1)$، فإذا كانت الطاقة متحررة على شكل أمواج ضوئية تسمى العملية عندئذٍ بالإصدار التلقائي، ويعطى تواتر الضوء الناتج في هذه الحالة بعلاقة بلانك:

$$\upsilon = (E_2 - E_1)/h \qquad [120 .1]$$

حيث h ثابت بلانك، و بالتالي يمتلك الفوتون طاقة قدرها:

$$h\,\upsilon = (E_2 - E_1) \qquad [121 .1]$$

إن هبوط الذرة من المستوي E_2 إلى المستوي E_1 يمكن أن يتم بطريقة غير مشعة و في هذه الحالة تكون خسارة الطاقة إما عن طريق إصدار فونون (اهتزاز) أو عن طريق التبديد الحراري.

يمكن أن يعطى تغير عدد الذرات في السوية 2 أو dN_2 كما يلي:

$$(dN_2/dt)_{sp} = -AN_2 \qquad [112 .1]$$

N_2: العدد الكلي للذرات في السوية 2.

A: احتمالية الإصدار التلقائي، أو معامل أينشتاين وهو يساوي مقلوب زمن الإصدار التلقائي للسوية 2 أو بطريقة أخرى هو زمن بقاء الذرة في حالتها المثارة وذلك لأن:

$$dN_2 = -AN_2\, dt \qquad [1.123]$$

وبالمكاملة:

$$N_2 = N_2'\, e^{-At} \qquad [1.124]$$

حيث: N_2': هي عدد الذرات في السوية الطاقية 2 عندما $t = 0$ ويكون وسطي عمر بقاء الذرة في السوية المثارة E_2 هو:

$$t = (1/N_2').\int_{t=0}^{t=\infty} t\, dN_2 = -A\int_{t=0}^{t=\infty} e^{-At}\, t.\, dt = 1/A \qquad [1.125]$$

لنفترض الآن أن الذرة موجودة في السوية 2 وسقطت على المادة موجة كهرطيسية ذات تردد υ المحدد بالعلاقة [1. 120]، بما أن التواتر الساقط يساوي تردد الانتقال الإشعاعي الذي قد يصدر عن الذرة فإن هنالك احتمالاً بأن تجبر الموجة الكهرطيسية الذرة على الانتقال من المستوي 2 إلى المستوي 1 مصدرة موجة ضوئية (كهرطيسية) أخرى تضاف إلى الإصدار التلقائي أي إصدار فوتون محفّز إضافة للفوتون التلقائي ويمكن وصف هذه العملية كالتالي:

$$(dN_2/dt)_{st} = -\,\omega_{21}.\, N_2 \qquad [1.126]$$

حيث $(dN_2/dt)_{st}$ هو معدل الانتقال من السوية 2 إلى السوية 1 والتي تحدث بنتيجة الإصدار المحفّز.

ω_{12}: احتمالية الإصدار المحفّز وأيضاً له واحدة $^{-1}$(زمن)، وخلافاً لـ A فإن ω_{21} لا تعتمد فقط على الانتقال وإنما أيضاً على شدة الموجة الضوئية الساقطة ويمكن أن يعبر عنه بإحدى العلاقتين:

$$\omega_{21} = \sigma_{21}.\, F \qquad [1.127]$$

$$\omega_{21} = B_{21}.\, \rho \qquad [1.128]$$

حيث F تمثل تدفق الفوتونات خلال سطح الوسط الفعال ذي المقطع العرضي σ_{21} و B_{21} معامل أينشتاين للإصدار المحفز أمام ρ فثابت بلانك الذي يمثل كثافة الإشعاع الذي يعطى بـ:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\ h\nu^3}{c^3}\frac{1}{\left(e^{\frac{h\nu}{KT}}-1\right)} \qquad [129\ .1]$$

على فرض الآن أن الذرة موجودة في البداية في السوية 1 (السوية الأرضية)، فإن الذرة سوف تبقى في السوية الأرضية مالم يتم إثارتها بضخ مناسب إلى السوية 2. لتكن الآن موجة ضوئية بتردد υ الموافق للمعادلة [1. 120] تسقط على المادة ففي هذه الحالة عدد الذرات المنتقلة إلى السوية 2 هو:

$$dN_1/dt = -\omega_{12}\, N_1 \qquad [130\ .1]$$

حيث ترمز N_1 لعدد الذرات (في واحدة الحجم) الموجودة في زمن معين في السوية 1 و ω_{21} لمعدل الامتصاص و الذي يمكن كتابته أيضا كما يلي:

$$\omega_{12} = \sigma_{12}\, F \qquad [131\ .1]$$

حيث σ_{12} هي مقطع الامتصاص العرضي و F هو تدفق الفوتونات.

لقد أثبت أينشتاين أن $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ وهذا يعني تساوي احتمالية الانبعاث المحفّز والامتصاص ولهذا يمكن كتابة أن:

$$\sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma \qquad [132\ .1]$$

حيث σ هي المقطع العرضي للانتقال، وهكذا عند إثارة ذرات من السوية الأولى 1 إلى السوية الثانية 2 فإن العلاقة بين عدد الذرات في السوية الأرضية والسوية المثارة في حالة التوازن الحراري تعطى بمعادلة بولتزمان:

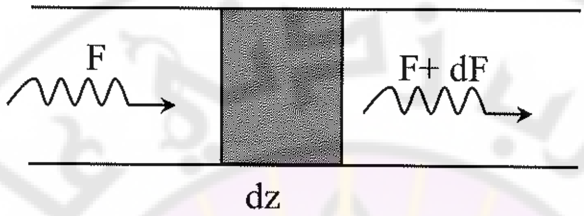
$$N_2 = N_1\, e^{-(E_2 - E_1)/kT} = N_1\, e^{-\hbar\omega/kT} \qquad [133\ .1]$$

حيث K ثابت بولتزمان وT درجة الحرارة المطلقة للمادة. ويكون التغير في التدفق الناتج عن عمليتي الانبعاث والامتصاص (الشكل (1. 26)) محدداً بـ:

$$dF = \sigma\,(N_2 - N_1)\, dz \qquad [134\ .1]$$

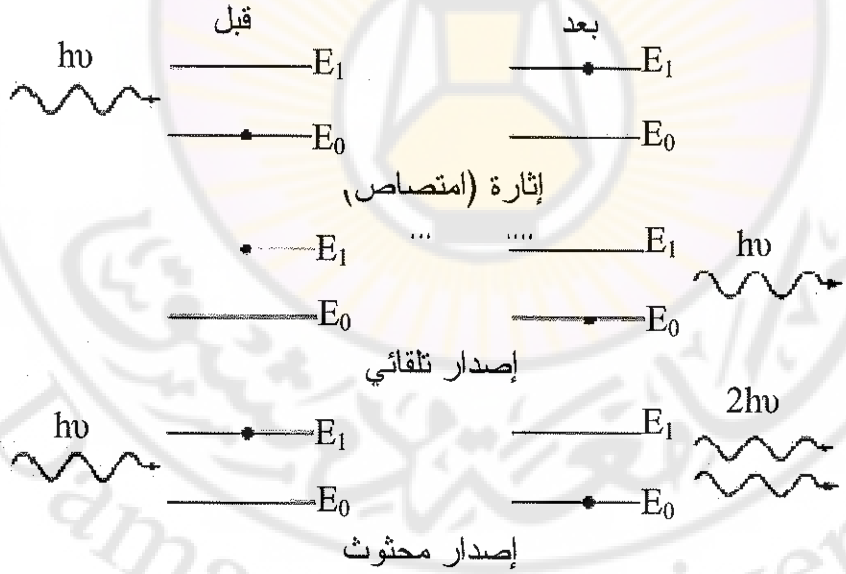
حيث تكون N_2 عند التوازن الحراري أصغر من N_1، و يمكن أن ينقلب ذلك مع وجود موجة ضخ كهرطيسية فتصبح $N_2 > N_1$ (الانقلاب المعكوس) ولكن

هذا لا يتحقق في المواد التي تحوي على سويتي طاقة لأنه في الحالة العامة تكون $N_1 >> N_2$ وفقاً للمعادلة [1. 133] وعندما تصبح $N_2 = N_1$ فإن تغير التدفق يصبح معدوماً وفقا للمعادلة [1. 134] أي أن المادة تصبح شفافة للأشعة الواردة وهذا هو السبب الذي يجعل من الضروري استخدام مادة ذات سويات طاقة ثلاثية أو رباعية أو أكثر.



الشكل (1. 26): تغير التدفق لدى عبور موجة ضوئية مسافة قدرها dz ضمن الوسط الفعال.

يلخص الشكل (1. 27) العمليات السابقة: الامتصاص، الإصدار التلقائي، الإصدار المحثوث.

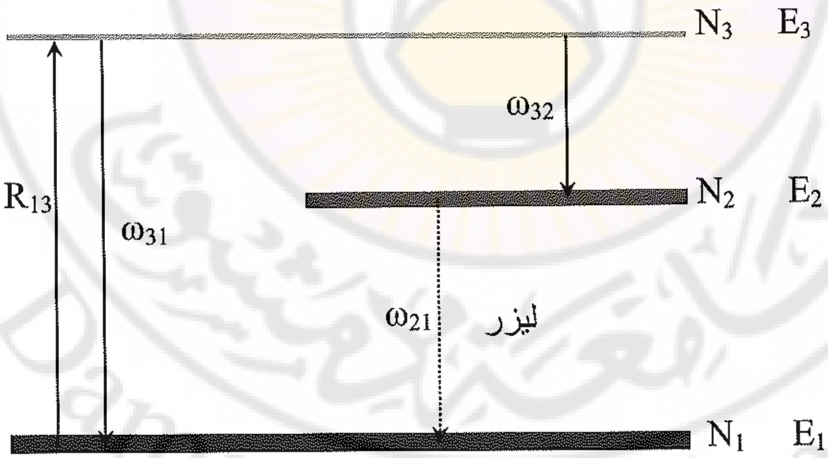


الشكل (1. 27): عمليات الامتصاص و الإصدار التلقائي و الإصدار المحثوث ضمن سويتين طاقيتين.

يمكن إيجاد شرط الإسكان المعكوس لليزرات التي وسطها الفعال هو عبارة عن بلورات مشابة بمادة ذات سويات طاقة ثلاثية كما يلي:

لنرمز للسوية الطاقة الأرضية بالرقم 1 و هي تحوي على عدد ذرات N_1 و السوية الثانية بالرقم 2 و التي يمكن أن تحوي على عدد ذرات و قدرها N_2 أما السوية الثالثة فنرمز لها بالرقم 3 و تحوي على عدد ذرات و قدرها N_3، يمكن تمييز حالتين:

الحالة الأولى: عمر سوية الطاقة العليا 3 قصير جداً (من مرتبة النانوثانية) بينما عمر السوية الثانية طويل نسبياً (بضع مئات من الميكروثانية أو أكثر) لذلك يطلق عليها اسم السوية شبة مستقرة. بعد ضخ الذرات إلى السوية 3 فإنها ستهبط بشكل سريع إلى السوية 2 و يكون الإصدار الإشعاعي الليزري عند هبوط الذرات من السوية 2 إلى السوية 1 وبالتالي يمكن كتابة معادلة النسبة (التوزع الإحصائي لعدد الذرات في سويات الطاقة المختلفة) للحالة الأولى كما يلي (انظر إلى الشكل (1. 28)):



الشكل (1. 28): الليزر ذات سويات الطاقة الثلاثية؛ الإصدار الليزري من السوية الثانية.

$$dN_1/dt = - N_1R_{13} + \omega_{21}N_2 + \omega_{31}N_3 \qquad [135 .1]$$

$$dN_2/dt = \omega_{32}N_3 - \omega_{21}N_2 \quad [136 .1]$$

$$dN_3/dt = R_{13}N_1 - (\omega_{32} + \omega_{31})N_3 \quad [137 .1]$$

العدد الكلي للذرات هو:

$$N = N_1 + N_2 + N_3 = const \quad [138 .1]$$

في الحالة المستقرة:

$$dN_1/dt = dN_2/dt = dN_3/dt = 0 \quad [139 .1]$$

ويمكن بعد المعالجة الرياضية الحصول على العلاقتين:

$$N_1 = [\omega_{21}(\omega_{32} + \omega_{31})]N / [\omega_{21}(\omega_{31} + \omega_{32}) + (\omega_{21} + \omega_{32}) R_{13}] \quad [140 .1]$$

$$N_2 = [\omega_{32} R_{13}N] / [\omega_{21}(\omega_{31} + \omega_{32}) + (\omega_{21} + \omega_{32}) R_{13}] \quad [141 .1]$$

ومنهما على العلاقة:

$$N_2 / N_1 = \omega_{32} R_{13} / [\omega_{21}(\omega_{32} + \omega_{31})] \quad [142 .1]$$

ولحصول الإسكان المعكوس يجب أن تتحقق العلاقة:

$$N_2 > N_1 \quad [143 .1]$$

أو

$$N_2 / N_1 > 1 \quad [144 .1]$$

أي أن:

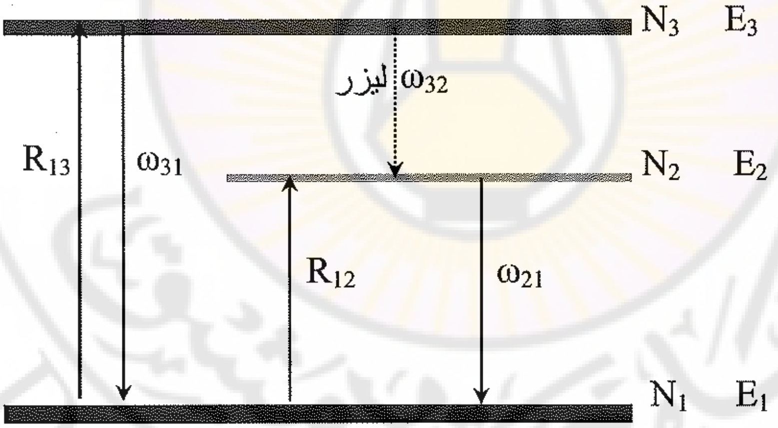
$$R_{13} > \{\omega_{21}[1 + (\omega_{31}/\omega_{32})]\} \quad [145 .1]$$

و بما أن $\omega_{31} << \omega_{32}$، إذن شرط الإسكان المعكوس لهذه الحالة هو:

$$R_{13} > \omega_{21} \quad [146 .1]$$

ليزر الياقوت ذي الطول الموجي 694.3 nm (أحمر) هو أبرز مثال لهذا النوع من الليزرات حيث يتم الضخ من السوية 4A إلى السوية $4F_2$ بضوء أخضر و من ثم يتم التفريغ السريع اللاإشعاعي إلى السوية شبة المستقرة 2E و بعدها اصدار ليزر و العودة إلى السوية الأرضية 4A.

الحالة الثانية: عمر سوية الطاقة العليا 3 طويل نسبياً (بضع مئات من الميكروثانية أو أكثر) وهي السوية شبة المستقرة بينما عمر السوية الثانية قصير جداً (من مرتبة النانوثانية) أي أنها دائماً فارغة مما يحقق شرط الإسكان المعكوس بين السويتين 2 و 3، إذاً عند ضخ الذرات إلى السوية 3 تستقر فيها زمناً قبل هبوطها إشعاعياً إلى السوية 2 و عودتها بشكل سريع إلى السوية 1. قد يكون هبوط الذرات من السوية 2 إلى 1 اشعاعياً و بسبب الكثافة الذرات العالية الموجودة في المستوي الأرضي قد يمتص هذا الإصدار الإشعاعي ويؤدي من جديد إلى ضخ الذرات من السوية 1 إلى 2 (الشكل (1. 29)).



الشكل (1. 29): الليزر ذات السويات الطاقة الثلاثية.

يمكن كتابة معادلة النسبة لهذه للحالة كما يلي:

$$dN_2/dt = N_1 R_{12} + N_3 \omega_{32} - N_2 \omega_{21} \qquad [147\ .1]$$

$$dN_3/dt = N_1 R_{13} - N_3(\omega_{32} + \omega_{31}) \qquad [148\ .1]$$

وبشكل مماثل للحالة الأولى نجد:

$$N_3 = N_1 R_{13}/(\omega_{32} + \omega_{31}) \qquad [149\ .1]$$

$$N_2 = \{N_1[R_{12} + (R_{13}\,\omega_{32})/(\omega_{32} + \omega_{31})]\}/\omega_{21} \qquad [150\ .1]$$

$$N_3/N_2 = (R_{13}\,\omega_{21})/[(\omega_{31}R_{12} + \omega_{32}(R_{12} + R_{13})] \qquad [151\ .1]$$

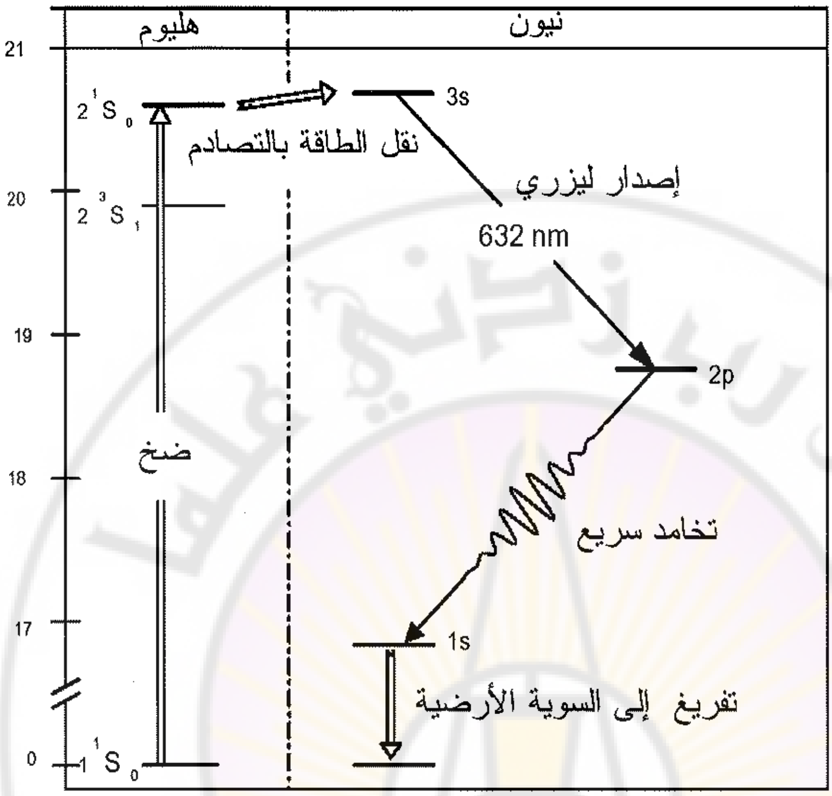
$$N_3/N_2 = \{1/[1+(R_{12}/R_{13})]\}.(\omega_{21}/\omega_{32}) \qquad [152\ .1]$$

حيث تم أهمال الحد $(R_{12}\omega_{31}/R_{13}\omega_{21})$ في المقام لصغره وبفرض أن النسبة: $(R_{12}/R_{13}) \approx 1$ و بالتالي شرط الإسكان المعكوس لهذه الحالة يعطى بـــ:

$$[(N_3/N_2) > 1 \rightarrow (\omega_{21} > 2\omega_{32})] \qquad [153\ .1]$$

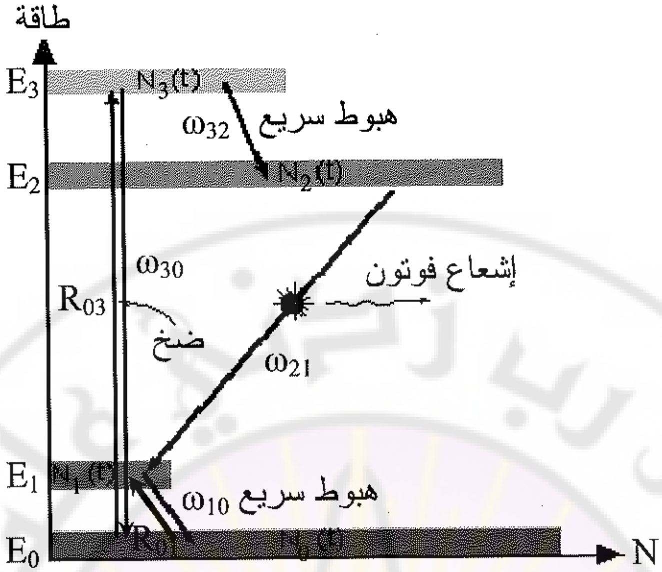
يعتبر ليزر هليوم نيون (He - Ne) أحد الأمثلة على ليزرات ثلاثية السوية (الحالة الثانية) حيث يتألف هذا الليزر من أنبوب غالباً مايكون طرفاه مقطوعان بزاوية بروستر (ستدرس لاحقاً في بحث الاستقطاب) لتقليل الانعكاسية، يملئ 90 % من الأنبوب بغاز الهليوم الذي يحتاج إلى طاقة أقل للتهيج فتنقل ذراته من السوية 1^1S_0 إلى السوية 2^1S_0 و 10 % من غاز النيون و الذي تثار ذراته عن طريق انتقال طاقة الإثارة من ذرات الهليوم إليه لوجود تقارب بين السويتين 2^1S_0 للهليوم و 3S للنيون كما يوضحه الشكل (1. 30).

يحدث الاصدار الليزري مابين السويتين 3S و 2P معطياً ليزر أحمر طول موجته 632.8 nm بعدها تفرغ السوية 2P بواسطة التخامد السريع فتعود الذرات إلى السوية 1S و من ثم تعود إلى السوية الأرضية لغاز النيون عن طريق الاصطدام مباشرة بجدران الانبوب نظراً لأن الانتقال بين السوية 1S والسوية الأرضية لغاز النيون ممنوع كمومياً.



الشكل (1. 30): الضخ و آلية الإصدار الليزري لليزر هليوم نيون.

لدراسة **الليزرات ذات السويات الرباعية** و التي يوضح الشكل (1. 31) الانتقالات فيها يرمز للسوية الطاقة الأرضية بالرقم 0 و هي تحوي على عدد ذرات N_0 و للسوية الثانية بالرقم 1 و التي يمكن أن تحوي على عدد ذرات و قدرها N_1 أما السوية الثالثة فيرمز لها بالرقم 2 و لعدد الذرات التي قد تحويها بـــ N_2 و السوية الرابعة فيرمز لها بالرقم 3 و لعدد الذرات التي قد تحويها بـــ N_3. يتم الضخ للسوية 3 وبعدها تهبط الذرات بسرعة للسوية 2 فتستقر فيها فترة من الزمن و يحدث الإسكان المعكوس و من تهبط الذرات إلى السوية 1 مصدرةً إشعاعاً تلقائياً أو محثوثاً و بعدها تعود الذرات إلى السوية الأرضية بانتقال سريع غير إشعاعي.



الشكل (1. 31): الليزر ذو سويات الطاقة الرباعية، الإصدار الليزري من السوية الثالثة.

يمكن كتابة معادلة النسبة لهذه للحالة كما يلي:

$$dN_1/dt = R_{01}N_0 + \omega_{10}N_1 + \omega_{21}N_2 = 0 \qquad [154 .1]$$

$$dN_2/dt = -\omega_{21}N_2 + \omega_{32}N_3 = 0 \qquad [155 .1]$$

$$dN_3/dt = R_{03}N_0 - \omega_{32}N_3 = 0 \qquad [156 .1]$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \qquad [157 .1]$$

$$dN_0/dt = -[(dN_1/dt) + (dN_2/dt) + (dN_3/dt)] \qquad [158 .1]$$

ومن العلاقة السابقة يمكن أن نجد:

$$N_1 = [(R_{01} + R_{03})/\omega_{10}]\, N_0 \qquad [159 .1]$$

$$N_2 = (R_{03}/\omega_{21})\, N_0 \qquad [160 .1]$$

$$N_3 = (R_{03}/\omega_{32})\, N_0 \qquad [161 .1]$$

ولتحقق الإسكان المعكوس يجب أن يكون:

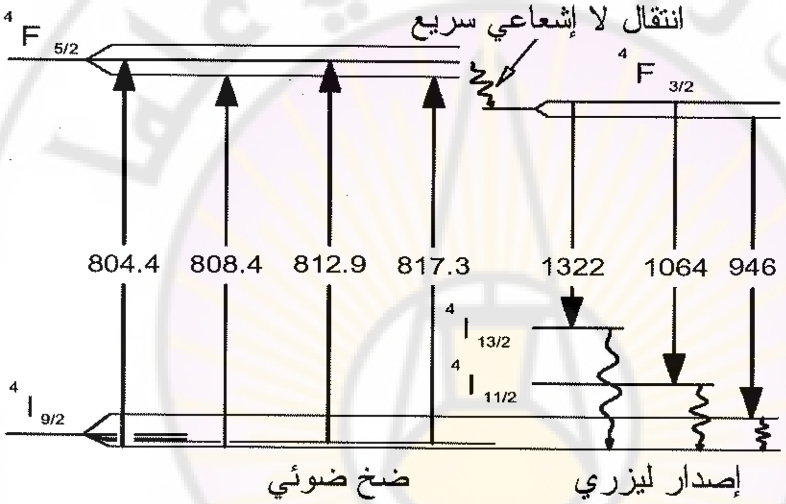
$$N_2/N_1 = (\omega_{10}\, R_{03}) / [\omega_{21}(R_{01} + R_{03})] > 1 \qquad [162 .1]$$

$$R_{03} > [R_{01}\omega_{21} / (\omega_{10} - \omega_{21})] \qquad [163 .1]$$

ولكن $\omega_{10} >> \omega_{21}$:

$$R_{03} > (R_{01}\omega_{21}/\omega_{10}) = e^{-\Delta E_0/KT}\,\omega_{21} \qquad [164 .1]$$

وهو شرط الإسكان المعكوس لليزرات رباعية السوية. يعتبر ليزر نيـديميوم – ياغ (Nd : YAG)، أحد ليزرات الجسم الصلب، مثالاً علـى ليـزر ربـاعي السوية (الشكل (1. 32)).



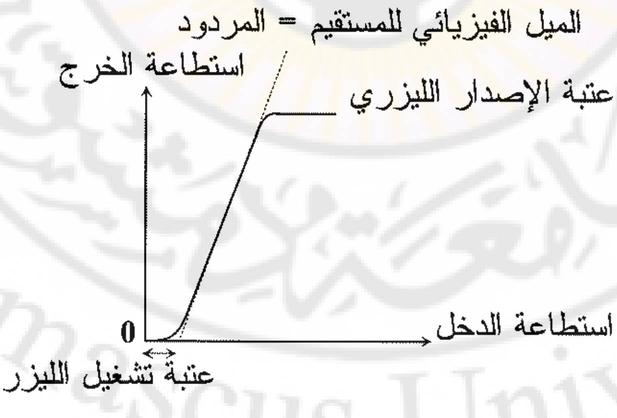
الشكل (1. 32): سويات طاقة ليزر نيديوم ياغ يضخ ضوئياً بطول موجة 808 nm تقريباً.

يتألف الوسط الفعال لليزر نيديميوم – ياغ (Nd : YAG) مـن قـضيب اليـاغ (أوكسيد اليتريوم المنيوم) المشاب بشاردة النيديميوم الثلاثية Na^{+3}. تهيج شاردة Na^{+3} بفوتونات طول موجتها حوالي 808 nm لتصل إلى السوية $^4F_{5/2}$ و من تهبط لا إشعاعياً و بشكل أني إلى السوية $^4F_{3/2}$. الإصدار الليزري يحدث بـين السويتين $^4F_{3/2}$ و $^4I_{11/2}$ فيصدر ليزر غير مرئي طـول موجتـه 1064 nm. يمكن أن تحدث إصدارات ليزرية أخرى عند الطـولين المـوجبين 900 nm أو 1322 nm في حال الانتقال من السوية $^4F_{3/2}$ إلـى أحـدى الـسويتين $^4I_{9/2}$ أو $^4I_{13/2}$. اختيار طول الموجة يتم عن طريق التحكم بمريا المجـاوب المـستعملة

فمثلاً للحصول على طول الموجة 1064 nm ينبغي استعمال مرآتان أحدهما عاكسة تماماً و الأخرى عاكسة جزئياً بنسبة كبيرة جداً عند هذا الطول الموجي بينما نفوذيهما كبيرة عند الأطوال الأخرى.

معادلات الحالات السابقة لم يتم التمييز بين الإصدار التلقائي و الإصدار المحثوث لأن الهدف هو إيجاد شروط الإسكان المعكوس و لكن هناك معادلات أخرى يمكن دراستها في مقرر الليزر تصف الإصدار الليزري بدقة أكبر و تميز بين الإصدار التلقائي و الإصدار المحثوث. إن إمكانية حدوث الإسكان المعكوس في الليزرات السويات الأربعة أكبر منها لليزرات ذات السويات الثلاثية و بالتالي فكفاءات الليزرات ذات السويات الأربع أعلى من مثيلاتها من الليزرات ثلاثية السوية. تعرف كفاءة الليزر (مردود الليزر) η على أنها نسبة استطاعة الخرج إلى استطاعة الدخل (استطاعة الضخ) و غالباً ما تحسب من ميل الجزء الخطي للمنحني البياني لزيادة استطاعة خرج الليزر بدلالة زيادة استطاعة دخلة (الشكل (1. 33)) أي:

$$\eta = \frac{I_{out}}{I_{in}} \qquad [1. 165]$$



الشكل (1. 33): منحي مردود الليزر

أسئلة عامة و مسائل

1 .1 إذا كانت لدينا معادلة انتشار الحقل الكهربائي للضوء كما يلي:

$$E = 4 \sin [2\pi (1.58 \times 10^6 x + 4.7 \times 10^{14} t)]$$

وفيهما (t) بالثانية و (x) بالمتر، فاحسب كل من: تواتر الضوء، طول موجته، سعة اهتزازه، سرعة طوره وعيّن اتجاه حركته.

2 .1 تنتشر موجة عرضية طولها 3 m و سرعتها 16 m/s في الاتجاه الموجب لمحور السينات بسعة عظمى قدرها 10 cm ماهي السرعة العظمى لاهتزاز جزيئات الوسط الذي تنتشر فيه الموجة؟

3 .1 ماهو طول موجة ضوء تنتشر في الفراغ بتواتره قدره 5×10^{14} Hz؟

4 .1 ما هو عدد الأمواج المنتشرة في 1 m من الفراغ لضوء طول موجته 500 nm؟ كم يصبح هذا العدد إذا استبدل هذا الفراغ بوسط زجاجي قرينة انكساره 1.5 له نفس الطول؟ أوجد فرق المسار الضوئي بين الحالتين السابقتين.

5 .1 تنتشر حزمة من ضوء أحمر وحيد اللون طول موجته (700 nm) في الماء - الذي قرينة انكساره 1.333 - قادمةً من الهواء:

1) أوجد طول موجته الجديدة.

2) هل يرى الغطاس تحت الماء نفس لون الحزمة أم يرى الحزمة الضوئية بلون جديد ولماذا؟

6 .1 احسب سرعة الضوء في الزجاج ذي قرينة الانكسار 1.5 و الماء ذي قرينة انكسار 1.333.

7 .1 تنتشر موجة في وسط مبدد بسرعة طورية υ معطاة بالعلاقة $\upsilon = a + b\lambda$ حيث أن a و b ثوابت، أوجد سرعة المجموعة.

1. 8 إذا كانت υ هي السرعة الطورية و λ هي طول الموجة احسب سرعة المجموعة لأنواع الأمواج التالية:

أ – أمواج الماء السطحية الخاضعة للجاذبية الأرضية $\upsilon = a\,\lambda^{1/2}$.

ب – أمواج الماء السطحية الخاضعة للإجهاد السطحي $\upsilon = a\,\lambda^{-1/2}$.

ج – أمواج عرضية منتشرة في قضيب $\upsilon = a\,\lambda^{-1}$.

د – أمواج راديوية منتشرة في وسط غازي شاردي $\upsilon = (c^2+b^2\,\lambda^2)^{1/2}$.

1. 9 احسب انزياح دوبلر لموجة تصدر عن منبع اهتزازي بتواتر قدره 6 MHz موضوع على سفينة فضائية تتحرك بسرعة 6 km/s مبتعدةً عن المستقبل و ذلك في حالتين:

أ– دون أخذ النسبية بعين الاعتبار (أي عندها $\nu' = \nu(1-\frac{\upsilon}{c})$).

ب– بأخذ النسبية بعين الاعتبار (عندها $\nu' = \nu\left(\dfrac{1-\frac{\upsilon}{c}}{1+\frac{\upsilon}{c}}\right)^{\frac{1}{2}}$).

أوجد انزياح دوبلر العرضي $(\nu - \nu_t)$ للموجة السابقة علماً بأن:

$\nu_t = \nu\left(1-\dfrac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$.

1. 10 احسب طاقة فوتون أحمر طول موجته 600 nm.

الفصل الثاني

(تداخل الضوء)

2. تداخل الضوء *Interference of light*

2. 1 مقدمة

سيتم التعامل في هذا الفصل مع الطبيعة الموجية للضوء و التي تسبب ظهور مناطق مضيئة و أخرى مظلمة عند تراكب حزمتين ضوئيتين ضمن شروط خاصة؛ تسمى هذة الظاهرة بظاهرة التداخل. تلاحظ ظاهرة التداخل بوضوح في حالة الأمواج المستقرة و لذلك قبل شرح مفهوم التداخل الضوئي سيتم دراسة مفهوم الأمواج المستقرة والتعرف على آلية التداخل و بعد دراسة مفهوم التداخل سيتم التعرف على أهم أجهزة التداخل و التي تعمل بتجزئة صدر الموجة أو بتجزئة السعة و بعض تطبيقاتها.

2. 2 مفهوم الأمواج المستقرة

يمكن توضيح مفهوم التداخل من خلال دراسة الأمواج المستقرة (سواء الميكانيكة المشاهدة في وتر مشدود أو الضوئية) و التي تعد من أنواع التداخل، حيث أن تراكب موجتين متساويتين في التواتر و السعة و متعاكستين في جهة الانتشار أو بمعنى آخر تراكب موجة منعكسة على نفسها سيؤدي إلى ظهور مناطق ذات سعة عظمى و أخرى ذات سعة صفرية. لتكن الموجة المستوية والمنتشرة في الاتجاه الموجب للمحور X ذات التواتر υ موصوفةً بالمعادلة التالية:

$$E_1 = E_0 \cos 2\pi [\upsilon t- (x/\lambda)] \qquad [1 .2]$$

و معادلة الموجة المستوية المنتشرة في الاتجاه السالب للمحور X ذات نفس التواتر أي υ موصوفةً بالمعادلة التالية:

$$E_2 = E_0 \cos 2\pi [\upsilon t+ (x/\lambda)] \qquad [2 .2]$$

و بالتالي فمعادلة الموجة المستقرة ما هي إلا مجموع المعادلتين السابقتين:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 [\cos 2\pi (\upsilon t - x/\lambda) + \cos 2\pi (\upsilon t + x/\lambda)] \quad [3 .2]$$

و التي يمكن أن تختصر رياضياً إلى الشكل التالي:

$$E = 2 E_0 \cos (2\pi \upsilon t) \cos (2\pi x/\lambda) \quad [4 .2]$$

الحد $\cos (2\pi \upsilon t)$ يدل على ظهور موجة جديدة ذات نفس التواتر υ أما الحد $2 E_0 \cos (2\pi x/\lambda)$ فيعبر عن سعة جديدة و هو لا يتعلق بالزمن أي أن الحد الأول هو حد زماني و الحد الثاني هو حد مكاني. إن قيمة E تتغير مابين قيمتين عظمى و صفر، فالحالة التي تكون فيها E أعظمية (الموجتان المتلاقيتان متفقتان في الطور) تتشكل البطون و تكون سعة الموجة المحصلة مساويةً لمجموع سعات الأمواج المتلاقية و هذا يعني أن $\cos (2\pi (x/\lambda)) = 1$ ومنه فإن $2\pi (x/\lambda) = \pm m\pi$ حيث $m = 0, 1, 2, 3,...$ وبالتالي يأخذ شرط تشكل البطون الشكل:

$$x_{m+1} - x_m = \lambda/2 \text{ أو } x = \pm m \lambda/2 \quad [5 .2]$$

أي أن المسافة بين بطنين متجاورين تساوي نصف طول الموجة.

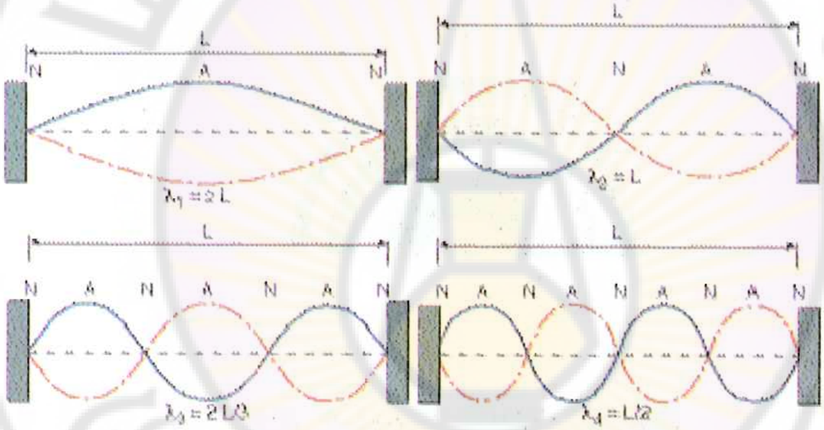
أما في الحالة التي تكون فيها سعة الموجة المستقرة معدومة (الموجتان المتلاقيتان متعاكستان في الطور) أي $E = 0$ فتتشكل العقد و يتحقق ذلك عندما تكون $\cos (2\pi (x/\lambda)) = 0$ أي $2\pi (x/\lambda) = \pm (2m+1) \pi/2$ حيث $m = 0, 1, 2, 3,...$ ومنه تتشكل العقد في المواقع التي تحقق الشرط التالي:

$$x' = \pm(2m+1) \lambda/4 \quad [6 .2]$$

و تكون المسافة بين عقدتين متجاورتين مساويةً لنصف طول الموجة $(x'_{m+1} - x'_m = (2(m+1)+1) \lambda/4 - (2m+1) \lambda/4 = \lambda/2)$ في حين أن المسافة بين عقدة و بطن تكون مساويةً لربع طول الموجة

($x'_m - x_m = (2(m+1)\,\lambda/4 - m\,\lambda/2 = \lambda/4$). يبين الشكل (2. 1) تشكل عدد من الأمواج المستقرة بين حاجزين (يدعى هذا التركيب بالمجاوبة) حيث أن المسافة بين الحاجزين تتناسب مع عدد صحيح من أطوال نصف الموجة. على الرغم من أن المضروب $\cos(2\pi\upsilon t)$ لا يتعلق بـ x إلا أنه في حقيقة الأمر عند الانتقال خلال عقدة واحدة فإن طور الاهتزازات يتغير للجهة المعاكسة.

وهذا يعني أن المضروب $\cos(2\pi\,(x/\lambda))$ الذي يحدد السعة يغير إشارته عند الانتقال عبر الصفر (خلال العقدة) وبنتيجة ذلك فإنه في زمن ما بجهة واحدة من العقدة يكون المقدار I موجباً وفي الجهة الأخرى من العقدة سالباً وفي الزمن المذكور نفسه.

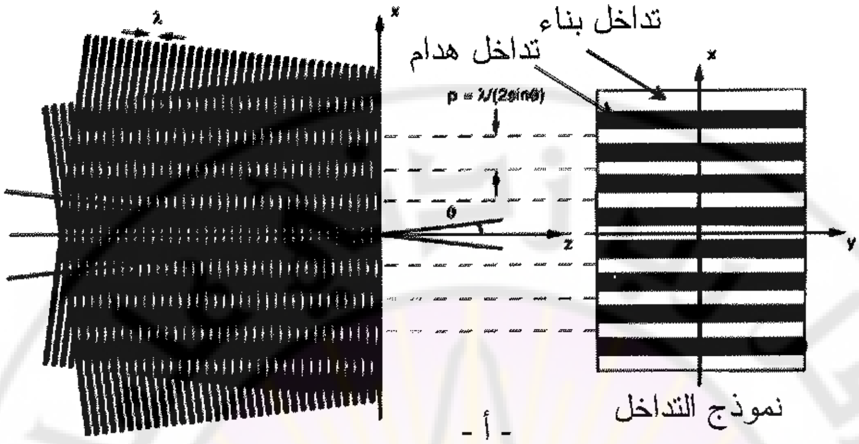


الشكل (2. 1): تشكل العقد و البطون في الأمواج المستوية و تابعيتها لطول المجاوبة.

2. 3 تداخل الأمواج الضوئية

يمكن أن نعمم الآن فنقول أن التداخل هو تراكب موجتين ضوئيتن لهما نفس التواتر [موجة ضوء مستوية مع موجة ضوء مستوية أخرى الشكل (2. 2 .أ) أو موجة ضوء مستوية مع موجة ضوء كروية الشكل (2. 2 .ب) أو موجة ضوء كروية مع موجة ضوء كروية أخرى الشكل (2. 2 .ج)] أو أكثر من موجتين وحدوث مناطق مضيئة (تداخل بناء حيث يكون فرق الطور بين

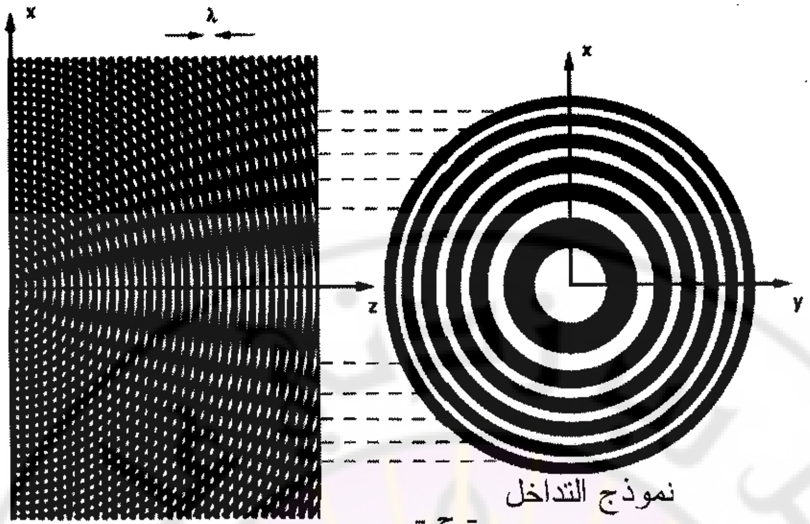
الموجتين معدوماً) و مناطق مظلمة (تـداخل هـدام حيـث تكـون الموجتـان متعاكستين بالطور).



- أ -



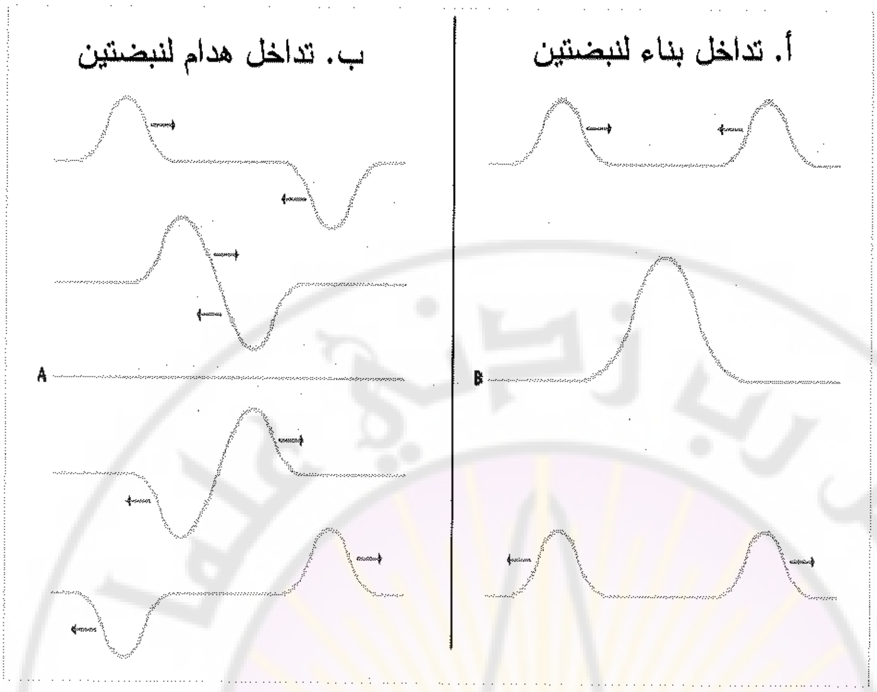
- ب -



- ج -

الشكل (2. 2): تداخل أمواج ضوئية؛ أ - تداخل موجتين مستويتين. ب - تداخل موجة مستوية مع موجة كروية. ج - تداخل موجتين كرويتين.

إن ظاهرة التداخل الضوئي مشابهة لظواهر التداخل التي تظهرها الأمواج الطولية المنتشرة، فما يحدث عند التقاء نبضتي اضطراب منتشرتين في اتجاهين متعاكسين من تداخل بناء أو هدام (الشكل (2. 3)) و ما يحدث عند إلقاء حجرين في الماء من ظهور تموجات بين الأمواج الدائرية المنتشرة من مركز سقوط الحجرين ذات سعات عظمى و أخرى ذات سعات صغرى هو نفس مايحدث عند تراكب موجتين ضوئيتين و ظهور مناطق مضيئة و أخرى مظلمة (تداخل بناء و تداخل هدام). إذاً بما أن التداخل هو ظاهرة موجية فهو يفسر من خلال النظرية الموجية للضوء التي تمكن من إيجاد محصلة موجتين ضوئيتين مستقلتين (أوعدة أمواج في الحالة العامة) تلتقيان بعد فترة معينة من انتشارهما و فهم آلية تراكبهما. وللتداخل أهمية كبيرة حيث يدخل في العديد من التطبيقات كقياس الأطوال الموجية و تحديد التغير فيها و حساب قرائن الانكسار و حساب عامل تمدد الجوامد وتشوه الأجسام الصلبة...



الشكل (2. 3): تراكب نبضتين متجهتين باتجاهين متعاكسين أ. متفقتين بالطور (تتداخلا تداخلاً بناء) ب. معاكستين (تتداخلا تداخلاً الهدام).

2. 3. 1 شرط حدوث التداخل

لحدوث التداخل يجب أن يكون المنبعان مترابطين زمنياً و مكانياً.

إن الترابط الزماني يتحقق عندما تكون:

1. الموجة الضوئية الصادرة من أحد المنبعين هي نفسها الصادرة من المنبع الآخر (أي لهما نفس المنبع الرئيسي). إن الأمواج الصادرة عن منابع غير مترابطة زمانياً تعاني من تغيرات عشوائية في السعة وفي الطور.

2. الموجة الضوئية وحيدة اللون.

3. تصدر الأمواج الضوئية من المنبعين في آن واحد.

أما الترابط المكاني فيتحقق عندما يكون فرق الطور بين الموجتين الصادرتين ثابتاً مع الزمن.

لدراسة التداخل رياضياً يُفرض في أبسط الحالات أن هناك موجتين مترابطتين لهما نفس السعة و التواتر توصفان بمعادلتين مشابهتين لـــ [2. 1] وَ [2. 2] وهما:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \sin(\omega t + \Phi_1) \qquad [7\ .2]$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \sin(\omega t + \Phi_2) \qquad [8\ .2]$$

تنتشران فتلتقيان و تعطى عندها شدة الموجة المحصلة بـــ:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \qquad [9\ .2]$$

أي:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 [\sin(\omega t + \Phi_1) + \sin(\omega t + \Phi_2)] \qquad [10\ .2]$$

و تأخذ الموجة المحصلة الشكل التالي حيث أن لها نفس تواتر الموجتين و لكن بسعة و طور مختلفين:

$$\vec{E} = \vec{E}^{\circ} \sin(\omega t + \Phi) \qquad [11\ .2]$$

باستخدام العلاقات المثلثية يمكن نشر العلاقتين [2. 10] و [2. 11] فيكون:

$$\vec{E} = \vec{E}^{\circ} \sin(\omega t) \cos(\Phi) + \cos(\omega t) \sin(\Phi) \qquad [12\ .2]$$

$$\begin{aligned} \vec{E} = \vec{E}_0 [&\sin(\omega t) \cos(\Phi_1) + \cos(\omega t) \sin(\Phi_1) + \\ &+ \sin(\omega t) \cos(\Phi_2) + \cos(\omega t) \sin(\Phi_2)] \end{aligned} \qquad [13\ .2]$$

و لكي تكون المساواة السابقة محققة يجب أن يكون هناك مطابقة في الأمثال:

$$\vec{E}^{\circ} \sin(\omega t) \cos(\Phi) = \vec{E}_0 \sin(\omega t) [\cos(\Phi_1) + \cos(\Phi_2)] \qquad [14\ .2]$$

$$\vec{E}^{\circ} \cos(\omega t) \sin(\Phi) = \vec{E}_0 \cos(\omega t) [\sin(\Phi_1) + \sin(\Phi_2)] \qquad [15\ .2]$$

$$\vec{E}^{\circ} \cos(\Phi) = \vec{E}_0 [\cos(\Phi_1) + \cos(\Phi_2)] \qquad [16\ .2]$$

$$\vec{E}^{\circ} \sin(\Phi) = \vec{E}_0 [\sin(\Phi_1) + \sin(\Phi_2)] \qquad [17\ .2]$$

يربع طرفي العلاقتين السابقتين فتنتج العلاقتان [2. 18] و [2. 19]:

$$(E^0)^2 \cos 2(\Phi) = E_0^2 [\cos^2(\Phi_1) + \cos^2(\Phi_2) + 2\cos(\Phi_1).\cos(\Phi_2)]$$

$$(E^0)^2 \sin 2(\Phi) = E_0^2 [\sin^2(\Phi_1) + \sin^2(\Phi_2) + 2\sin(\Phi_1).\sin(\Phi_2)]$$

بتربيع وجمع العلاقتين [2. 18] و [2. 19] ينتج:

$$(E^0)^2 = E_0^2 [1+ 1+ 2\cos(\Phi_1 - \Phi_2)] \qquad [20 .2]$$

$$(E^0)^2 = 2E_0^2 [1+ \cos(\Phi_1 - \Phi_2)] \qquad [21 .2]$$

$$I = 2I_0 [1+ \cos(\Phi_1- \Phi_2)] \qquad [22 .2]$$

ولكن:

$$\Phi_2 = (2\pi/\lambda).\, r_2 \text{ و } \Phi_1= (2\pi/\lambda).\, r_1 \qquad [23 .2]$$

و بالتالي فرق الطور هو:

$$\Delta\Phi = \Phi_1- \Phi_2 = (2\pi/\lambda).\, (r_1- r_2) \qquad [24 .2]$$

إن المقدار $(r_1- r_2)$ يسمى فرق المسير.

إذاً شدة الأمواج المتداخلة يمكن كتابتها بالشكل:

$$I = 4\, I_0 \cos^2[\pi(r_1- r_2)/\lambda] \text{ أو } I = 2\, I_0 [1+ \cos(\Delta\Phi)] \qquad [25 .2]$$

و باستخدام قوانين المثلثات تأخذ العلاقة الشكل التالي:

$$I = 4\, I_0 \cos^2(\Delta\Phi/2) \qquad [26 .2]$$

إن شدة المحصلة الكلية ترتبط بفرق الطور $(\Phi_1- \Phi_2)$؛ فهي عظمى (حالة تداخل بناء) عند فرق طور مساوٍ لـ (0) أو $(2\pi m)$ حيث $m = 1, 2, \ldots$ عندها $\cos(\Phi_1- \Phi_2) = 1$ و $I = 4\, I_0$ و بالتالي يعطى فرق المسير Δr للنهايات العظمى من أجل $\Delta\Phi = 2\pi m$ أو $\Delta\Phi/2 = m\pi$ بـ:

$$\Delta r = r_1- r_2 = m\lambda;\ m = 0, 1, 2, 3,\ldots \qquad [27 .2]$$

إذاً من أجل $m = 0$ يكون $r_1- r_2 = 0$ و تكون الشدة أعظمية أي $I = I_{max}$

وتساوي أربعة أضعاف شدة المنبع الأصلي. أي أن الشدة في المركز Á عظمى (أي الهدب المركزي مضيئ). ومن أجل $m = \pm 1$ يكون هناك هدبان مضيئان متناظران بالنسبة للهدب المركزي وهكذا. تسمى m برتبة التداخل والشرط $r_1 - r_2 = m\lambda$ بشرط النهايات العظمى.

وبالمثل تكون شدة المحصلة الكلية صغرى (حالة تداخل هدام) عند فرق طور مساوٍ لـ (π) أو $(2m + 1)\ \pi$ حيث $m = 1, 2, 3, \ldots$ عندها $\cos(\Phi_1 - \Phi_2) = -1$ و $I = 0$ أي أن النهايات الصغرى تتكون عندما:

$$r_1 - r_2 = (2m+ 1)\ \lambda/2 \qquad [28\ .2]$$

2. 3. 2 طول الترابط

كما شرح سابقاً فإن معادلة الأمواج الضوئية مؤلفة من حدين أحدهما يصف تغير الحقل الضوئي مع الزمن و الآخر يصف تغير الحقل الضوئي مع المسافة حيث أن مستوي الحقل التابع للمسافة عمودي على مستوي الحقل التابع للزمن . فالترابط الزماني التام يعني أن فرق الطور بين أي نقطتين تقعان على طول شعاع الزمن لا يتغير أو بعنى أخر لا يتغير الطور المقاس عند نقطة واحدة عند بداية و نهاية فترة زمنية Δt مع الزمن t أما مفهوم الترابط المكاني التام فإنه يعني أن فرق الطور لا يتغير مع الزمن بين أي نقطتين ثابتتين في مستوٍ عمودي على مستوي شعاع الزمن. من المهم جداً تحديد طول المسار الذي تبقى فيه الأشعة مترابطة من أجل ملاحظة ظواهر التداخل فالترابط التام لايستمر غالباً إلا لمسافة محدودة. فكما أشير سابقاً تطلق الذرة عدة قطارات من الأمواج يكون طول كل واحد منها حوالي 3 m وذلك إذا أخذنا بعين الاعتبار أن نصف عمرسوية الذرة الإشعاعي هو حوالي 10^{-8} sec و تنتقل هذه الأشعة بسرعة الضوء. تشع هذه القطارات الموجية في أزمنة عشوائية وتواترات متغيرة تبعاً للحركات الحرارية أو التيارات الكهربائية المطبقة حسب نوع منبع الضوء

المستعمل (منابع ضوئية متوهجة أو متألقة أو...). يمكن قياس طيف الأطوال الموجية للضوء الصادر واستعمال تحويلات فورييه لرسم هذا الطيف بدلالة تواترات جملة القطارات الموجية المحتوى في الشعاع الضوئي وليس بدلالة الأطوال الموجية لتلك القطارات. يسمى الطيف الناتج بطيف التواترات، الذي يمكن قياسه مباشرة عبر وصل المطياف الضوئي بجهاز يسمى محلل التواترات الطيفية. يتعلق عرض خط طيف التواترات $\Delta\upsilon$ بزمن الترابط Δt حيث أن:

$$\Delta\upsilon = \frac{1}{\Delta t} \qquad [29\ .2]$$

و المسافة التي يقطعها الضوء في الزمن Δt تسمى بطول الترابط و يعطى بـ:

$$L = c\,\Delta t = \frac{c}{\Delta\upsilon} \qquad [30\ .2]$$

أي أن عرض الخط الطيفي هو مقياس لطول الترابط. إن عرض الخط الطيفي للمنابع الضوئية العادية غالباً مايكون عريضاً لتأثر الذرات المصدرة للضوء بعوامل حرارية أو كهربائية أو مغناطيسية تبعاً لنوع المنبع و هناك عامل آخر يؤدي إلى توسيع الخط الطيفي في المنابع الضوئية وهو ظاهرة دوبلر مما يجعل طول الترابط قصيراً جداً في المنابع العادية (يتراوح من ميليمترات قليلة إلى بضع عشرات من السنتمترات) و بالتالي فإن ظواهر التداخل باستخدام تلك المنابع تكون أقل وضوحاً من تلك المشاهدة باستعمال الليزر، و ذلك لأن الليزر يشع بطول موجة وحيد أو بمعنى أدق عرض الطيف الموجي له صغير جداً (آلاف الأجزاء من النانومتر) مما يعني أن $\Delta\upsilon$ صغيرة جداً حيث أنه انطلاقاً من العلاقة المشهورة: $c = \upsilon\lambda$ يمكن أن نجد العلاقة بين $\Delta\lambda$ و $\Delta\upsilon$ بعد أخذ لوغاريتم و اشتقاق طرفي هذة العلاقة وهي:

$$\frac{\Delta\upsilon}{\upsilon} = \left|\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right| \qquad [31\ .2]$$

وهذا يعني بالعودة إلى معادلة طول الترابط أن طول الترابط كبير جداً (يمكن اعتباره لانهائي) بالنسبة لشعاع الليزر مما يفسر وضوح ظواهر التداخل عند إضاءة أجهزة التداخل بمصدر ليزري. يمكن أن يعطى طول الترابط بمعادلات أكثر دقة تأخذ بعين الاعتبار التأثيرات التي تسبب تعريضاً للخط الطيفي فمثلاً من أجل تفريغ كهربائي منخفض الضغط يعطى طول الترابط أو عرض الخط الطيفي بـ:

$$L = \frac{\left(\sqrt{2}\ \ln 2\right)c}{\pi \Delta \upsilon} = 0.32\frac{c}{\Delta \upsilon} \qquad [32\ .2]$$

ومن أجل تفريغ كهربائي مرتفع الضغط يعطى طول الترابط أو عرض الخط الطيفي بـ:

$$L = \frac{\left(\ln 2\right)c}{\pi \Delta \upsilon} = 0.11\frac{c}{\Delta \upsilon} \qquad [33\ .2]$$

مسألة محلولة (2. 1): إذا كان عرض طيف الخط البرتقالي $\Delta\lambda$ للكريبتون Kr^{-86} ذي الطول الموجي 605.8 nm مع وجود ظاهرة دوبلر في حالة التفريغ الكهربائي المنخفض هو 0.055 nm فاحسب: أ) تواتر الخط الطيفي. ب) عرض خط طيف التواتر. ج) طول الترابط مقدراً بالـ cm.

الحل:

أ) تواتر الخط الطيفي يعطى بـ $c = \upsilon\lambda$ و بعد التعويض يكون $\upsilon = 4.95x10^{14}\,Hz$.

ب) عرض خط طيف التواتر يحسب من العلاقة: $\Delta\upsilon = \upsilon\left|\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right|$ ومنه

$$\Delta\upsilon = 4.5x10^{8}\,Hz$$

ج) طول الترابط يعطى بالعلاقة: $L = 0.32\frac{c}{\Delta\upsilon}$ ومنه $L = 21.3\,cm$.

4.2 أجهزة التداخل و تطبيقاتها

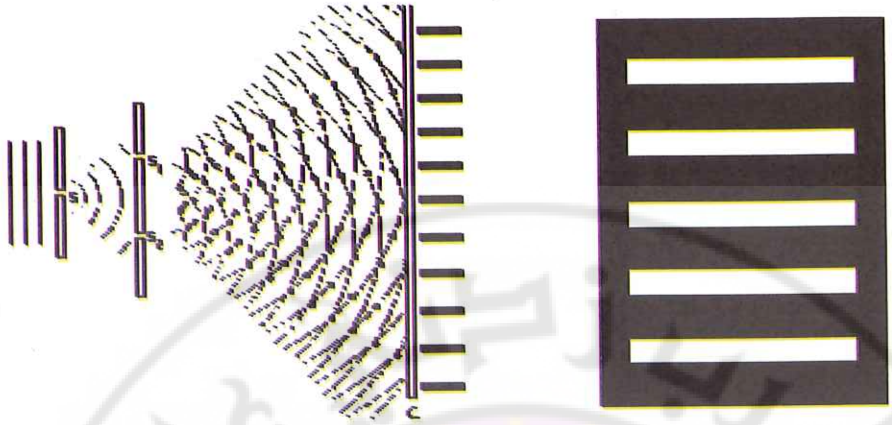
يحدث التداخل في أجهزة خاصة تسمى المداخلات و هي مقسمة إلى مجموعتين:

1. **مداخلات تعمل بتجزئة صدر الموجة:** و فيها يُجزَّأ صدر الموجة الأساسية باستعمال حواجز أو مرايا ليصبح منبعاً لأمواج ثانوية تتداخل فيما بينها كمت في مداخلات: شقا يونغ و عدسة بينة و موشورا و مرآتا فرينيل و مرآتا لويد.

2. **مجزّئ السعة:** و في هذا النوع تُجزَّأ سعة الموجه الأساسية فقط بالانعكاس الجزئي حيث تقسم الموجة إلى قسمين أو أكثر لهما نفس صدر الموجة ولكن بسعة أقل يتحركان في مسارات مختلفة قبل أن يعودا للتداخل وكمثال لهذا النوع من المداخلات: مداخل مايكلسون و مداخل فابري بيرو و مداخل ماك زيندر.

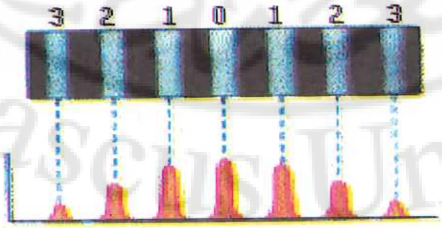
4.2. 1 شقّا يونغ

فى عام 1801 قام العالم توماس يونغ بإجراء تجربته التاريخية الشهيرة التى أثبت بها الطبيعة الموجية للضوء و بين أن الموجتين الضوئيتين المتراكبتين تتداخلان. و قد زاد من أهمية هذه التجربة أن يونغ أمكنه بواسطتها تعيين الطول الموجي للضوء. و يوضح الشكل (2. 4) أساس عمل هذه التجربة حيث يسقط الضوء من مصدر ضوئي أحادي اللون (أي أحادي الطول الموجي monochromatic) على فتحة مستطيلة s ضيقة موضوعة على بعد مناسب منه، فحسب مبدأ هويغنز يصبح الثقب المذكور منبعا آخر للأمواج الصادرة على شكل أنصاف كرة وتسقط هذه الأمواج المارة من هذه الفتحة على لوح معتم (غير شفاف) فيه فتحتان مستطيلتان ضيقتان و متقاربتان s_1 و s_2 (و لذلك تسميان بالشق المزدوج) واللتان تصبحان بدورهما منبعين ثانويين للأمواج النصف كروية المترابطة حيث أن لهما نفس التواتر و الطور لأنهما يتلقيان الضوء من منبع واحد s و أيضا نفس السعة بما أن للفتحتين نفس الاتساع.



الشكل (2. 4): تجربة شقي يونغ و شكل توزع الأهداب (يميناً).

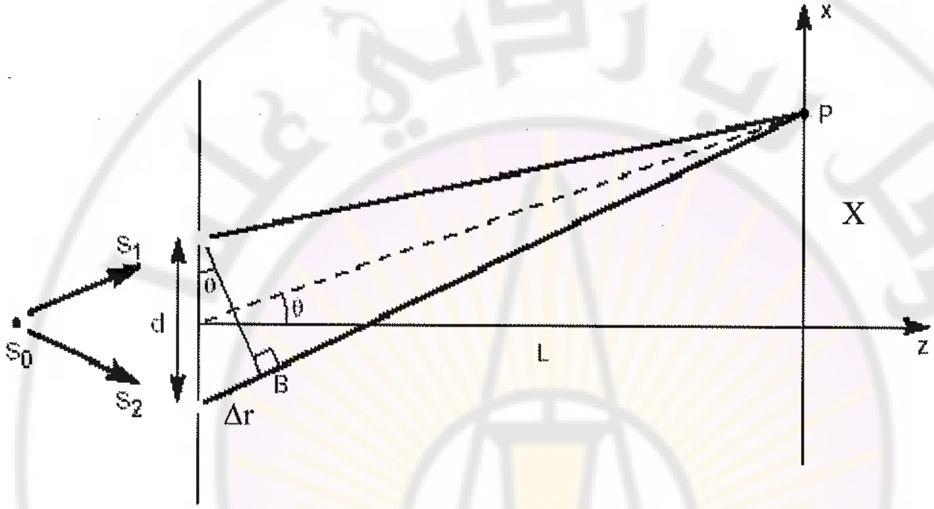
تتراكب الموجات الصادرة من الفتحتين مع بعـضها بعـضاً فـي المنطقـة c، فالأمواج الصادرة من S_1 و S_2 تلتقي في كل نقطة من المنطقـة c بفـرق فـي المسير يتحدد بالطريق المقطوع من قبل الأمواج وبالتالي إما أن تقوي بعـضها بعضاً فتنتج مناطق مضيئة وإما أن تضعف بعضها بعضاً فتنتج مناطق مظلمـة وهذا متعلق بفرق المسير بينهما فقد شرح آنفاً أن الأشعة التي تملك فرق مـسير $\Delta r = \pm m\lambda$ تكافئ نهايات عظمى و التي تملك فرق مسير: $\Delta r = \pm (2m+1) \lambda/2$ تكافئ نهايات صغرى. أما الشكل (2. 5) فيوضـح أن الهـدب المركـزي المتكون عند النقطة التي تقابل منتصف المسافة بين الفتحتين يكون هدباً مـضيئاً و ذلك لأن طول المسار الذى تقطعه الموجتان الصادرتان من الفتحتين إلى هـذه النقطة يكون متساويا أي أن فرق المسير يساوي الصفر و بذلك يكون التـداخل بناء و يسمى الهدب المركزي أيضا الهدب الصفري.



الشكل (2. 5): الأهداب المتكونة في تجربة شقي يونغ.

2. 4. 1. 1 تعيين طول موجة الضوء المتداخل و مقدرة الفصل

لتكن d المسافة بين المنبعين s_1 و s_2 اللذين يشكلان اهتزازات موجية في طور زمني واحد وتلاحظ نتيجة التداخل على شاشة والتي تبعد مسافة L عن منتصف مستوي الشقين والكبير نسبيا بالمقارنة مع d أي أن $d << L$ (الشكل (2. 6)).



الشكل (2. 6): فرق المسير بين الأشعة في تجربة شقي يونغ.

إن فرق المسير Δr في النقطة P تقع على الشاشة و تبعد مسافة X عن الخط الوهمي الواصل بين الشاشة و منتصف الشقين يمكن حسابه بالنظر إلى الشكل (2. 6) واستعمال بعض القواعد الهندسية مع ملاحظة أن: $\tan\theta = \sin\theta = \theta$ لأن الزاوية θ صغيرة جداً فيكون:

$$\Delta r/d = X/L \qquad [2.34]$$

أي:

$$\Delta r = (X/L)\,.\,d \qquad [2.35]$$

و تكون النقطة p مضيئة إذا كان:

$$\Delta r = (X/L)\,.\,d = \pm\, m\lambda \qquad [2.36]$$

و مظلمة إذا كان:

$$\Delta r = (X/L) \,.\, d = \pm (2m+1)\, \lambda/2 \qquad [37 .2]$$

والهدب المضيء يتوضع بدءاً من منتصف الحاجز على مسافات تساوي:

$$X = \pm (m\lambda/d)\, L \;;\; m = 0, 1, 2, 3, \ldots \qquad [38 .2]$$

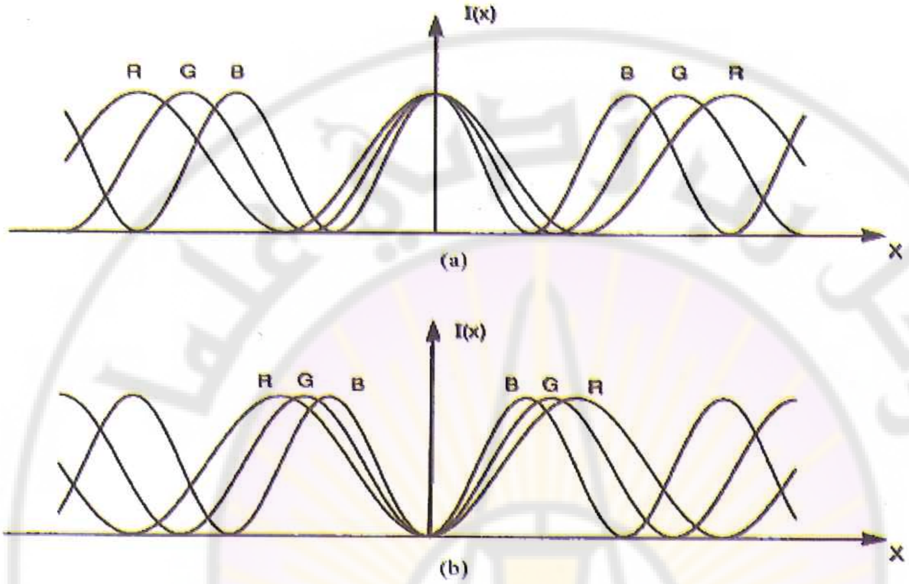
أما الهدب المظلم فيتوضع ما بين الأهداب المضيئة والمسافة بين هدبين مضيئين متجاورين ΔX تساوي:

$$\Delta X = (\lambda/d) \,.\, L \qquad [39 .2]$$

و يمكن تحديد وضع الأهداب المضيئة بواسطة الزاوية α حيث $\alpha = X/L$ إذاً $\alpha = m\,\lambda/d$ والمسافة الزاوية بين هدبين متجاورين مضيئين أو مظلمين $\Delta\alpha$ تساوي $\Delta\alpha = \lambda/d$.

لتحسين مقدرة الفصل يجب ألا تكون λ/d صغيرة وإلا فإن الخطوط ستكون كثيفة ومتراصة و يمكن تحقيق ذلك بتصغير المقام أي قيمة d بمعنى جعل الشقين s_1 و s_2 قريبين من بعضهما البعض. إن العلاقة [2. 38] تدل على أن مكان تشكل الأهداب على الشاشة إنما يتعلق أيضاً بطول الموجة فمن أجل الضوء المركب كالضوء الأبيض تكون X مساويةً للصفر من أجل $m = 0$ أي أن الأطوال الموجية تشترك كلها بالهدب المركزي كما يشاهد في الشكل (2. 7). أما من أجل $m = 1$ فإن موقع الهدب الأول X_1 سيختلف من طول موجي إلى آخر و ستترتب أهداب الرتبة ابتداءاً من الأطوال الموجية الأقصر إلى الأطوال الموجية الأطول (بنفسجي ... أحمر) عكس مايظهر عند تبديد الضوء المركب بالموشور (أحمر ... بنفسجي) الذي يعتمد في تبديده على اختلاف قرائن الانكسار. ستزداد المسافة بين الأهداب اللونية من أجل رتب تداخلية أعلى أي أن مقدرة الفصل بين الألوان سوف تتحسن من أجل رتب

تداخلية كبيرة. إن الطاقة ستتوزع على الأهداب اللونية المختلفة مما يقلـــل مـــن عدد الأهداب ذات اللون الواحد، أما عند تداخل أمواج من ضوء وحيد اللون فإن عدد الأهداب سيكون أكبر مما سابقه.



الشكل (2. 7): نموذج تداخل لمنبعين ضوئين مترابطين مركبين من ثلاثة أطوال موجيـــة منفصلة: أزرق B و أخضر G و أحمر R. يبين الشكل a حالة كون الهدب المركزي مضيئاً أما الشكل b فيبين حالة كون الهدب المركزي مظلماً (حالة مرآة لويد والتي ستدرس لاحقاً).

مسألة محلولة (2. 2): أضيء شقا يونغ بضوء أخضر طول موجته (546 nm) مرشح من مصباح بخار الزئبق الأبيض فإذا كانت المسافة بين الشقين (1 mm) ووضع الحاجز الذي يظهر عليه نموذج التداخل على بعد (20 cm) فما هي المسافة الزاوية: أ) للنهاية الصغرى الأولى ب) للنهاية العظمى العاشرة ؟

الحل:

- النهاية الصغرى الأولى يعني: $m = 0$ ولكن شرط الأهداب المظلمة هو: $\Delta\alpha = [m+ (1/2)]\ \lambda/d$ (حيث $\Delta\alpha$: المسافة الزاوية بين هدبين مضيئين أو

مظلمين) وبالتالي $\Delta\alpha = \lambda /2d= 0.0027\ rad = 0.16°$

- عند النهاية العظمى العاشرة: $m = 10$ يكون:

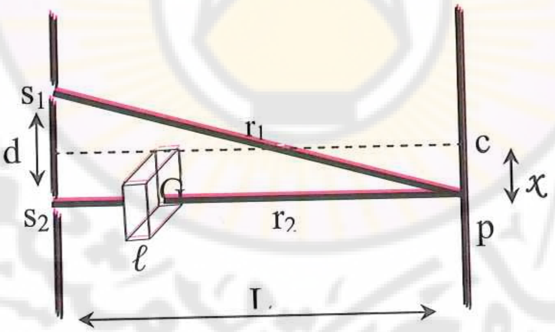
$\Delta\alpha = m\, \lambda /d = 0.055\ rad =3.3°$.

مسألة محلولة (2. 3): شقان يبعدان مسافة (0.5 mm) عن بعضهما البعض أضيئا بضوء الكادميوم الأزرق ذي الطول الموجي (λ= 480 nm) حدد بعد الأهداب L عن المنبع إذا كانت المسافة بين هدبين متتاليين (1 mm).

الحل: $L = (d/\lambda) . (\Delta x) = 104.2\ cm$.

2. 4. 1. 2 تعيين سمك صفيحة رقيقة من مادة شفافة

على فرض أن G صفيحة رقيقة من مادة شفافة (زجاج، غشاء رقيق،...إلخ) قرينة انكسارها n و سمكها ℓ. لتعيين ℓ توضع هذه الصفيحة في طريق إحدى الحزمتين المتداخلتين في مداخل شقي يونغ مثلاً (و يمكن استعمال أي مداخل آخر حيث تنطبق عليه نفس الدراسة) و القادمتين من المنبعين s_1 و s_2 فيؤدي ذلك إلى انزياح الهدب المركزي c المتساوي البعد عن كل من المنبعين مسافة قدرها x إلى النقطة p (الشكل (2. 8)).



الشكل (2. 8): كيفية حساب سمك صفيحة رقيقة.

فإذا كانت c سرعة الضوء في الخلاء و v سرعة الضوء في مادة ما فإن:

$$n = c / v \qquad [2. 40]$$

و يكون زمن وصول الموجة من s_1 إلى p خلال الهواء هو r_1/c و زمن

وصول الموجة من s_2 إلى p خلال مادة هو $[(r_2-\ell)/c]+(\ell/v)$ وبما أن الأزمنة متساوية إذاً:

$$r_1/c = [(r_2 - \ell)/c] + (\ell/v) \qquad [41 .2]$$

$$\Delta r = r_1 - r_2 = (n - 1).\ \ell \qquad [42 .2]$$

ولكن:

$$\Delta r = \chi d / L = m\ \lambda = (n - 1)\ell \qquad [43 .2]$$

وبالتالي يمكن تعيين سمك الصفيحة بالعلاقة:

$$\ell = (d/L)\ .\ [\chi/(n - 1)] = (m\lambda) / (n - 1) \qquad [44 .2]$$

حيث m يمثل رقم الهدب الذي تحرك إلى موقعه الهدب المركزي.

مسألة محلولة (2. 4): وضعت صفيحة رقيقة شفافة من مادة ما ذات قرينة انكسار $(n = 1.6)$ في طريق إحدى الحزم المتداخلة في تجربة موشوري فرينل والتي استخدم فيها ضوء الصوديوم الأصفر $(\lambda = 589\ nm)$ فوجد أن الهدب المركزي تحرك إلى الموقع الذي يشغله الهدب 12 المضيء أصلاً: عين سمك الصفيحة.

الحل: يحسب سمك الصفيحة ℓ كمايلي:

$$\ell = m\lambda / (n - 1) = 12 \times 589 \times 10^{-9}/(1.6 - 1) =$$
$$= 1.178 \times 10^{-5}\ m = 11.78\ \mu m$$

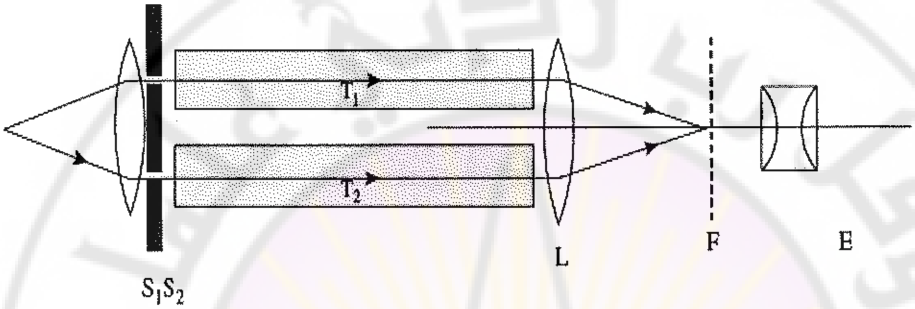
مسألة محلولة (2. 5): عند وضع صفيحة من الميكا سماكتها $(120\ \ \mu m)$ في طريق حزم متداخلة في تجربة موشوري فرينل وجد أن الهدب المضيء المركزي تحرك عرض هدب مضيء واحد فإذا علمت أن الطول الموجي للضوء المستخدم $(\lambda = 600\ nm)$ احسب قرينة انكسار الميكا.

الحل: $(n - 1) = m\ (\lambda / \ell) \Rightarrow n = m\ (\lambda / \ell) + 1$

$m = 1$ من أجل $\Rightarrow\ \ n = 1.5$

2. 4. 2. 3 مقياس قرينة الانكسار لرايلي (Rayleigh Refractometer)

إن أبسط طريقة لقياس الاختلاف بقرائن الانكسار هو المقارنة بين مسار الحزمتين الضوئيتين المنتشرتين في مداخل ضوئي. استخدم رايلي هذه الفكرة لقياس قرائن الانكسار في الغازات فاعتمد مقياس الانكسار الذي صممة على تجربة شقي يونغ والذي يمكن أن يستبدل بأي مداخل آخر (الشكل (2. 9)).



الشكل (2. 9): مقياس الانكسار لرايلي: يضاء S_1 و S_2 بمصدر ضوء مترابط مما يؤدي إلى تشكل أهداب التداخل عند المستوي المحرقي F للعدسة L و الذي يشاهد بالعينية E، تتحرك أهداب التداخل عند تغير ضغط الغاز في إحدى الأنبوبين T_1 وT_2.

يضاء الأنبوبان T_1 و T_2 المقابلان للشقين S_1 و S_2 على الترتيب بضوء مترابط. إن تغير ضغط الغاز في أحد الأنبوبين سيؤدي إلى حركة أهداب التداخل في المستوي المحرقي للعينية E، يمكن حساب فرق المسير الضوئي و من ثم التغيير في قرينة الانكسار Δn مع تغير كمية الغاز من معرفة عدد الأهداب المتحركة m والذي يعطى من أجل طول ℓ للأنبوب ومن أجل طول موجة λ في الفراغ:

$$n\ell - n_0\ell = m\lambda \Rightarrow \Delta n = n - 1 = \frac{m\lambda}{\ell} \qquad [45 .2]$$

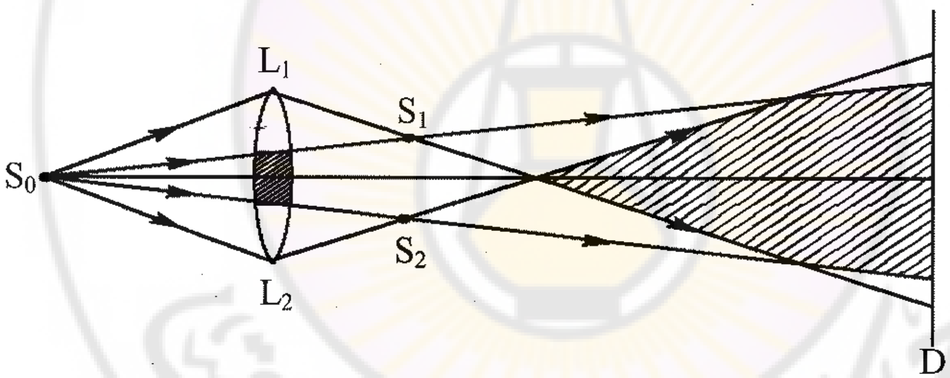
حيث n هي قرينة انكسار الضوء ضمن الغاز عند ضغط معين و n_0 هي قرينة انكسار الضوء في الخلاء و تساوي 1.

مسألة محلولة (2. 6): يستخدم مقياس الانكسار لرايلي لقياس قرينة الانكسار لغاز الهيدروجين عند الضغط الجوي النظامي 76 cm Hg. فإذا كان طول كل واحد من الأنبوبين هو cm 100 و أن تغير الضغط انطلاقاً من الفراغ يعطي تغيراً في عدد الأهداب بمقدار 145.7 هدب عند استعمال ضوء طول موجته 589.3 nm احسب قرينة الانكسار.

الحل: بتطبيق القانون السابق يكون $n = \Delta n + 1 = 1.0001305$.

2. 4. 2 عدسة بيبه المنصفة (المشطورة)

و هي عدسة محدبة قسمت عند مستوي المحور الضوئي إلى جزأين متساويين L_1 و L_2 واقعين في مستوٍ واحد ويمكن فصلهما عن بعضهما بمسافة صغيرة جداً حسب الحاجة (الشكل (2. 10)).



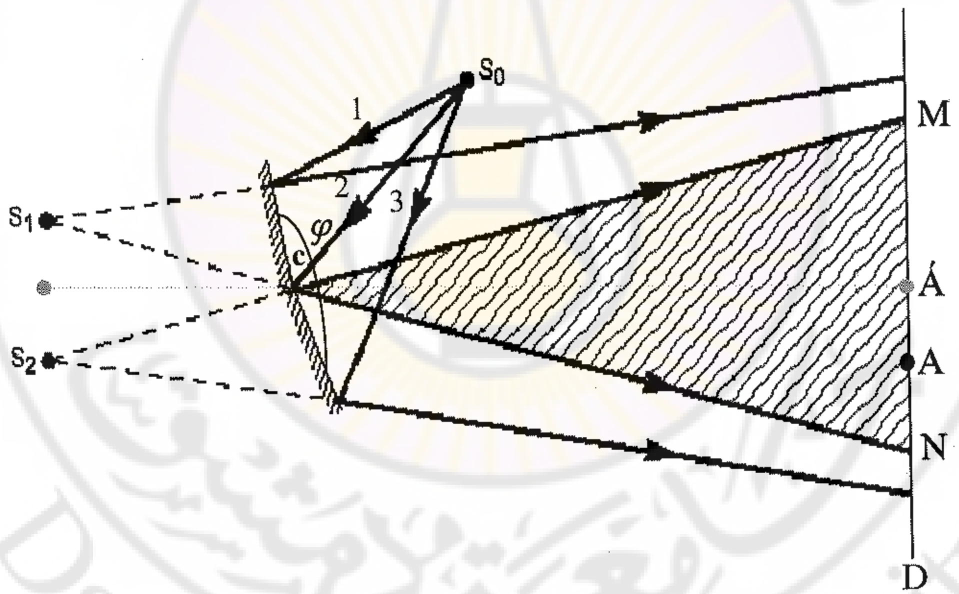
الشكل (2. 10): التداخل باستخدام عدسة بيلية المنصفة.

فإذا وضع منبع ضوئي نقطي s_0 وحيد اللون خلف العدسة و على محورها الضوئي تكون له خيالان حقيقيان أمام العدسة عند الموضع s_1 وs_2 بواسطة جزأي العدسة L_1 و L_2 اللذين يمثلان منبعين نقطيين لحزمتين مترابطتين تتراكبان عند الشاشة D مما يؤدي إلى ظهور نموذج تداخل، الهدب المركزي فيه مضيئ لتساوي بعده عن كلا المنبعين وتظهر بقية الأهداب واضحة في مجال الرؤيا.

2. 4. 3 مرآتا و موشورا فرينل

2. 4. 3. 1 مرآتا فرينل

هما مرآتان متجاوتان بينهما زاوية قريبة من 180^0 يشكل الضوء المنعكس عن سطحهما أهداباً تداخلية (الشكل (2. 11)) حيث يرد الضوء من المنبع النقطي (s_0) على المرآتين ثم يسير بطريقين مختلفين بعد الانعكاس عنهما. الطريق الأول يمثله انعكاس الشعاعين الحديين 1 و 2 الناتجان عن المرآة الأولى، أما الطريق الثاني فيمثله انعكاس الشعاعين الحديين 2 و 3 الناتجان عن المرآة الثانية. يتداخل الضوءان مع بعضهما البعض على الحاجز D في المنطقة MN ليشكلا لوحة تداخلية على شكل نهايات متناوبة لشدات عظمى و صغرى أي: أهداب مضيئة و أهداب مظلمة.



الشكل (2. 11): مرآتا فرنيل.

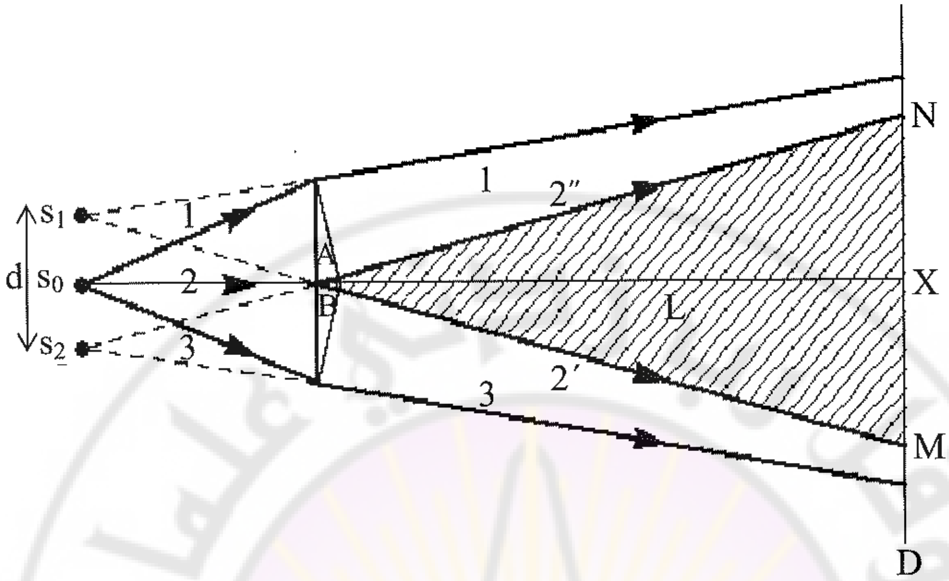
يمكن اعتبار الحزمتين الضوئيتين المنعكستين عن المرآتين كما لو أنهما صادرتان عن منابع وهميّة للضوء s_1 و s_2 اللذين هما في الوقت نفسه خيالاً s_0

الوهميان بالنسبة لـــلمرآتين، و هذان المنبعان مترابطان لأن أي تغير في طور أحدهما يتبعه التغير نفسه في الآخر بسبب كون المنبع الأساسي s_0 واحداً و هذا يعني أن فرق الطور بينهما ثابت مع الزمن إذن يمكن اعتبار حادثة التداخل ناتجة عن هذين المنبعين الوهميين. لتكن الآن A نقطة لا على التعيين تقع على حاجز التداخل D، إن فرق المسير في النقطة A هو الفرق بين $r_1 = s_1 A$ و $r_2 = s_2 A$ و على فرض للتبسيط أن الأطوار الابتدائية مساوية للصفر يمكن حساب فرق المسير $r_1 - r_2$ (وبالتالي طول الموجة الضوئية الساقطة على المرآتين) كما سبق أو رياضياً من الشكل (2. 11) و ذلك بدلالة r_0 (البعد بين المنبع المضيء و المحور المشترك بين المرآتين c حيث $r_0 = s_0c = s_1c = s_2c$) و بدلالة χ (البعد بين النقطة A ومنتصف المسافة بين MN أي Á) و φ (الزاوية بين المرآتين) بالعلاقة:

$$r_1 - r_2 = (2r_0\varphi\chi)/(1+r_0) \qquad [2.\ 46]$$

2. 4. 3. 2 موشورا فرينل

يمكن الحصول على حزمتين مترابطتين من منبـــع ضـــوئي نقطـــي باســـتخدام موشورين يلصقان من القاعدتين بحيث يميلان على بعضهما بزاويـــة صـــغيرة جداً. سير الأشعة في الموشورين موضح بالشكل (2. 12). الضوء الصادر من المنبع s يسقط على الموشورين بحزمة متباعدة فترد الحزمة المحددة بالشعاعين 1 و 2 على الموشور الأول A و الحزمة المحـــددة بالـــشعاعين 2 و 3 علـــى الموشور الثاني B و عند خروجهما من الموشور الكلي تتحدد الحزمـــة الأولـــى بالأشعة 1 و ′2 والحزمة الثانية بالأشعة ″2 و 3 و هاتان الحزمتان تتراكبان في المنطقة MN على الحاجز D و تعطي لوحة تداخلية وبالتالي فالتداخل ناتج عن حزمتين مترابطتين صادرتين عن منبعين وهميين s_1 و s_2.



الشكل (2. 12): التداخل في موشوري فرنيل.

إذا كان عدد أهداب التداخل هي m و تشغل مسافة قدرها X، عندها العرض الهدبي ΔX و هو المسافة بين هدبين متتاليين متداخلين تداخلاً أعظمياً أو أصغري (كون أهداب التداخل المضيئة و المظلمة متساوية العرض) يساوي:

$$\Delta X = \frac{X}{m} \qquad [2. 47]$$

و بفرض أن L هي المسافة بين المنبع الضوئي و مستوي التداخل و d المسافة بين المنبعين الافتراضيين وλ طول موجة الضوء المستخدم كما هو مبين بالشكل (2. 12)، عندها يمكن أن يحسب العرض الهدبي من العلاقتين التاليتين (واللتين استنتجنا في تجربة شقي ينغ) :

$$\Delta X = \frac{d.\lambda}{L} \text{ أو } \frac{X}{d} = \frac{\Delta r}{L} = \frac{m\lambda}{L} \qquad [2. 48]$$

حيث أن m = 1 أي Δr = λ من أجل هدبين متجاورين.

مسألة محلولة (2. 7): وضع موشور مزدوج على مسافة (5 cm) أمام شق ضيق مضاء بمصباح الصوديوم (λ= 589 nm) فإذا كان الهدب على بعد (75 cm) من الموشور، وكانت المسافة بين المنبعين الوهميين (0.5 mm) احسب عرض الهدب.

الحل:

بما أن: $\lambda = (\Delta x /L).(d)$ حيث: $L = 5+ 75 = 80$ cm و $a = 0.5$ mm

إذاً فعرض الهدب ($\Delta x = X/m$) يعطى بـ:

$$(\Delta x) = L \lambda /d = 9424\times10^{-7}\ m = 9.424\times10^{-4} m$$

مسألة محلولة (2. 8): وضعت العينية على بعد (120 cm) من المنبع في تجربة موشورا فرينل فوجد أن البعد بين المنبعين الوهميين هو $d = 0.75$ mm و أنه إذا تحركت العينية مسافة (1.89 cm) عبر 20 هدباً في مجالها احسب طول موجة المنبع.

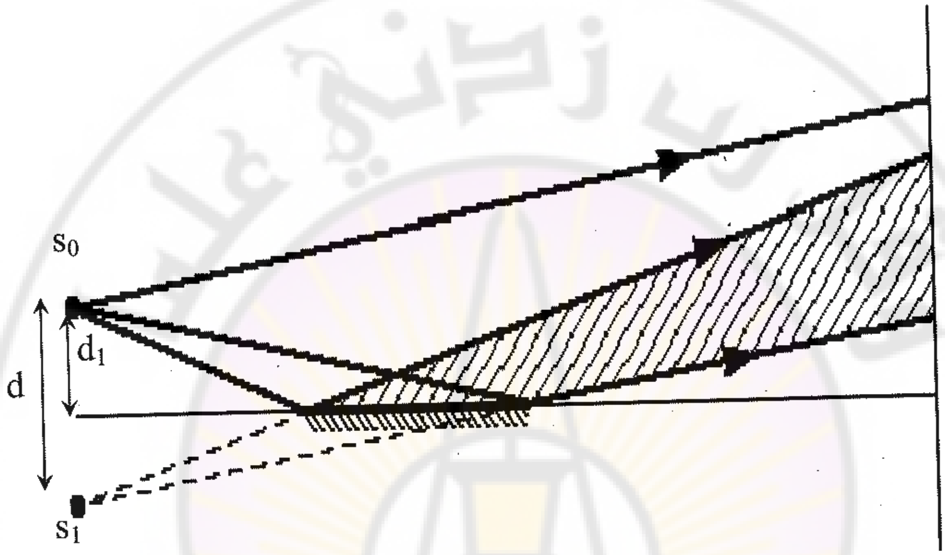
الحل:

$$\lambda = (d/L) . (X/m) =$$
$$= (0.75\times10^{-3}/120\times10^{-2}).(1.89\times 10^{-2}/20) = 590 \text{ nm}$$

2. 4. 4 مرآة لويد

يمكن أن يتشكل النموذج التداخلي باستعمال منبع نقطي و مرآة واحدة وذلك باتباع الآلية التالية: تنقسم الموجة الصادرة من المنبع إلى قسمين كما يظهر في الشكل (2. 13)؛ قسم يصدر من المنبع مباشرة باتجاه الشاشة دون أن ينعكس على المرآة و قسم يصدر من المنبع ويسقط على المرآة ثم ينعكس ليرد على الشاشة فيبدو أنه قادم من s_1 خيال s_0 عبر المرآة. تظهر تجربة لويد (الانعكاس الزجاجي) أن ورود الضوء من وسط أقل كسرا إلى وسط أكثر كسراً يضيف فرقاً في المسير بمقدار $\lambda/2$ وفرق الطور بمقدار π أي أن الهدب المركزي

يصبح مظلماً أما البعد الهدبي فهو نفس المحسوب في علاقة شقي يونـــغ $x = m\lambda / Ld$ و لكن مع ملاحظة أن $d = 2d'$ و أن هناك زيادة في المـــسير بـــين الضوء المباشر والضوء المنعكس قدره $\lambda/2$، أي أن مرآة لويد سببت انزياحـــاً بالهدب المركزي المضيء بمقدار $\lambda/2$ وحل مكانه الهدب المظلم.

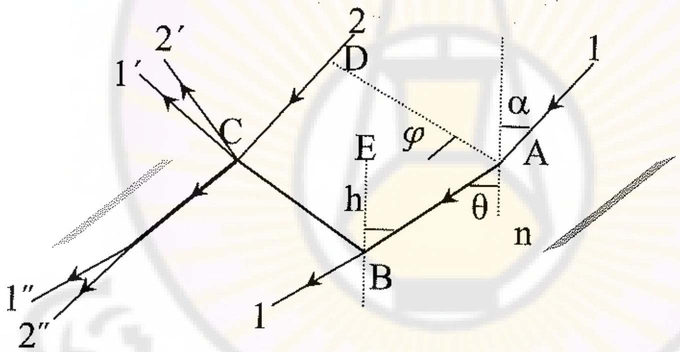


الشكل (2. 13): الأشعة المباشرة و المنعكسة في تجربة مرآة لويد.

إن شقا يونغ و عدستا بيلية هما مثالان على تداخل ضوء من منبعين حقيقين بينما ينتج التداخل من مرآتي و موشرا فرنيل من منبعين وهميين أما التداخل في مرآتا فرنيل فهو من منبع حقيقي وآخر وهمي. تدل الفقرات السابقة على أن تداخل حزمتين نافذتين أو منعكستين لايسبب فرقاً إضافياً في طور مما يجعل الهدب المركزي مضئ على النقيض من تداخل حزمتين إحدهما نافذة و الأخرى منعكسة حيث يسبب ذلك فرق طور قدره π و الذي يكافئ فرق مسير قدره $\lambda/2$ و يكون الهدب المركزي مظلم.

2. 4. 5 الصفيحة الشفافة متوازية الوجهين

يظهر الشكل (2. 14) صفيحة متوازية الوجهين تتألف الصفيحة من مادة شفافة سمكها h ترد عليها الأشعة الضوئية فتنقسم إلى جزأين: جزء منها ينكسر داخل الصفيحة (الشعاع 1) ثم ينعكس عن الوجه الآخر للصفيحة (مع إهمال الجزء النافذ) إلى الوجه العلوي فينفذ جزء منه و هو الشعاع ´1 منكسراً خارج الصفيحة و ينعكس الجزء المتبقي ″1 مجدداً عن الوجه العلوي لينفذ من الوجه الآخر، أما الجزء الثاني من الشعاع (الموصوف بالشعاع رقم 2) فينعكس جزء منه وهو ´2 عن الوجه العلوي بينما يتابع الجزء الآخر وهو ″2 طريقه لينفذ منكسر من الوجه الآخر. في حالة الانعكاس تتداخل الأشعة ´1 و ´2 أما في حالة البروز فإن الأشعة المتداخلة هي″1 و ″2.



الشكل (2. 14): الصفيحة متوازية الوجهين.

لدراسة التداخل رياضياً لا بد من حساب فرق المسير بين الأشعة المتداخلة. فمن أجل الأشعة المنعكسة فإن الطريق الضوئي ABC يساوي [(n . (AB+ BC] حيث n قرينة انكسار الصفيحة P و بالتالي فرق المسير بالنسبة للأشعة 1 و 2:

$$\Delta r = n.\,(AB+BC) - CD \qquad [2.\ 49]$$

حيث: $AB = h/\cos\theta$ و $CD = CA.\ \sin\varphi$

ومن علاقة الانكسار باعتبار قرينة انكسار الهواء مساوية للواحد ينتج:

$$\sin\varphi = n.\ \sin\theta \qquad [50\ .2]$$

و منه:

$$CD = (CA).\ n.\ \sin\theta \qquad [51\ .2]$$

أي:

$$CD = 2h.\ tg(\theta).\ n.\ \sin(\theta) =$$
$$= (2nh.\ \sin^2\theta)/\cos\theta = (2nh/\cos\theta).\ (1-\cos^2\theta) \qquad [52\ .2]$$

ومنه فإن فرق المسير يعطى بالعلاقة [2. 53]:

$$\Delta r = (2nh/\cos\theta)- [(2nh/\cos\theta).\ (1-\cos^2\theta)] = 2nh.\ \text{Cos}\theta$$

ويمكن أن يعطى بالعلاقة [2. 54]:

$$\Delta r = 2nh\sqrt{1-\sin^2\theta} = 2nh\sqrt{1-(\frac{\sin^2\varphi}{n^2})} = 2h\sqrt{n^2-\sin^2\varphi}$$

و كما في تجربة لويد، عند انعكاس الضوء عن حدود وسط ذي قرينة انكسار أكبر من قرينة انكسار الوسط الذي ينتشر فيه بعد الانعكاس يزداد الطور بمقدار π وفرق المسير يتغير بمقدار $\lambda/2$ خلافاً للانعكاس عن الوجه الثاني أي أن فرق الطور بين ´1 و ´2 يصبح:

$$\Delta\Phi_1 = 2\pi/\lambda.\ (\Delta r) - \pi = [(2\pi.\ 2nh/\lambda).\ \cos\theta - \pi] \qquad [55\ .2]$$

فمن أجل النهايات العظمى في حالة الانعكاس:

$$(2\pi.\ \Delta r/\lambda)- \pi = 2\pi m \qquad [56\ .2]$$

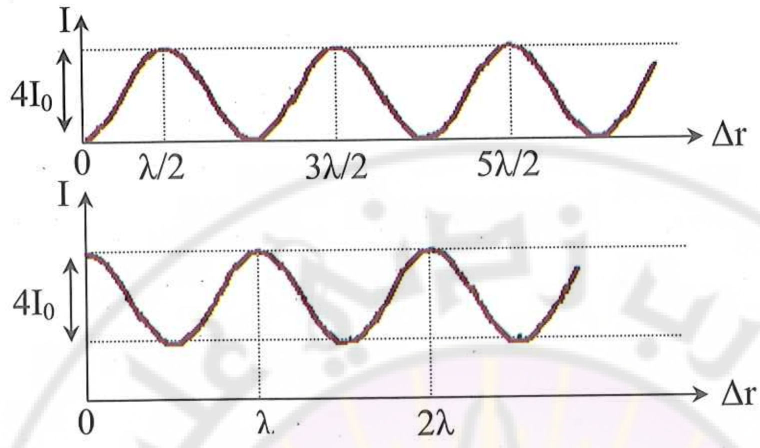
$$\Delta r = (\lambda/2).\ (2m+1) = 2nh.\ \cos\theta \qquad [57\ .2]$$

ومن أجل الأشعة البارزة:

$$\Delta r = 2nh.\ \cos\theta = m\lambda \qquad [58\ .2]$$

فالتداخل في حالتي البروز والانعكاس ذو طبيعة تبادلية أي أن النهاية العظمى

في حالة الانعكاس تقابل النهاية الدنيا في حالة البروز (الشكل (2. 15)).



الشكل (2. 15): الطبيعة تبادلية للنهايات في حالتي البروز والانعكاس.

مسألة محلولة (2. 9): سقطت حزمة متوازية من ضوء الصوديوم ($\lambda = 589$ nm) على لوح رقيق من الزجاج قرينة انكساره 1.5 فكانت زاوية الانكسار داخل الغشاء 60^0. احسب أقل سماكة تسبب عتمة هذا الغشاء بالانعكاس.

الحل: بما أن $2\,nh\cos\theta = m\,\lambda$ و أقل سماكة تكون من أجل $m = 1$ ⇐ $h = 39.26\ \mu m$.

مسألة محلولة (2. 10): سقطت أشعة بيضاء متوازية على غشاء رقيق من محلول الصابون بزاوية (45^0) بدراسة الأشعة المنعكسة وجدت منطقة معتمة تقابل الطول الموجي (550 nm) احسب سمك الغشاء الرقيق إذا كانت قرينة الانكسار محلول الصابون ($n = 1.333$).

الحل: تحسب h من علاقة تداخل الأشعة بالغشاء من أجل $m = 1$ كما يلي:

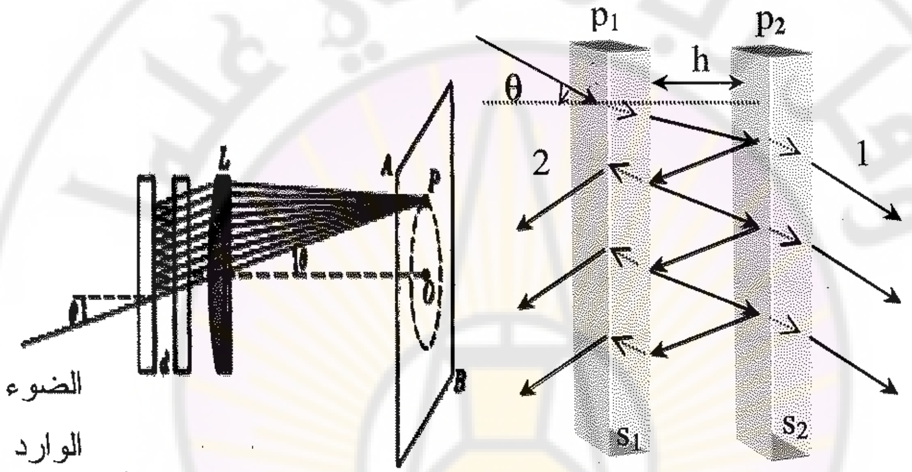
$$h = m\lambda / (2n.\cos\theta) = 24.34\ \mu m$$

حيث حسبت زاوية الانكسار θ من علاقة ديكارت $n = (\sin\varphi) / (\sin\theta)$

ومنه $1.333 = (\sin(45))/(\sin\theta)$ أي $\sin\theta = 0.5304$ وبالتالي $\theta = 32°$.

2. 4. 6 التداخل عديد الأشعة (مداخل فابري بيرو)

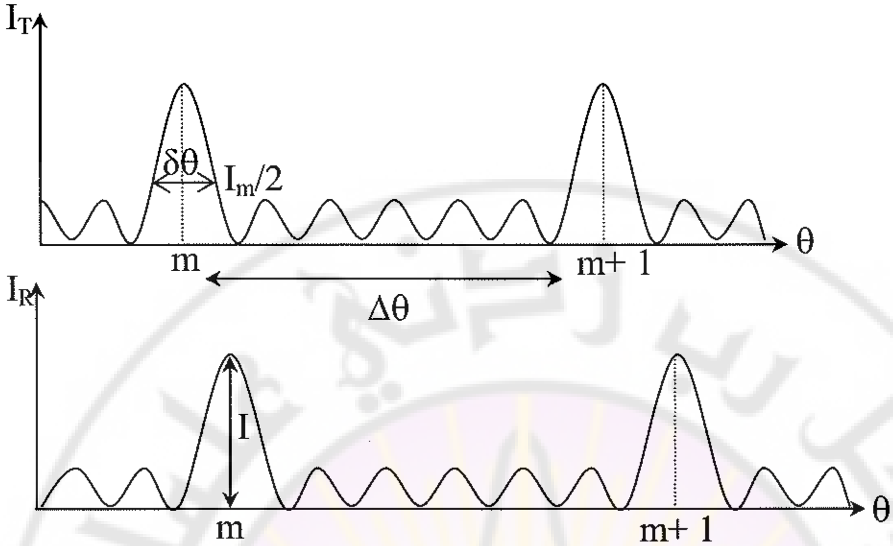
وهي حالة أوسع من حالة الصفيحة الشفافة المتوازية الوجهين حيث تغشى السطوح الداخلية للوحين الزجاجيين بما يضمن وجود عدد كبير من الأشعة النافذة والمنعكسة ذات الشدات المتقاربة و التي تكون نموذج التداخل في حالتي الانعكاس و النفوذ (الشكل (2. 16)).



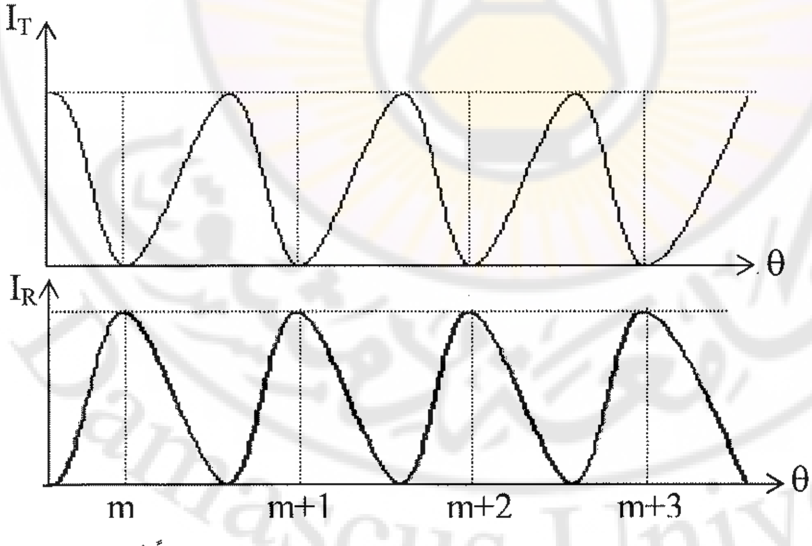
الشكل (2. 16): مداخل فابري بيرو (h سمك طبقة الهواء و p_1 و p_2 صفيحتان شفافتان و S_1 و S_2 السطحان المستويان الداخليان المطليان بطلاء خاص فيه R كبيرة نسبياً).

يمكن التحكم بسعة الأمواج المتداخلة عن طريق التحكم بمعامل انعكاس السطوح أي التحكم بعدد أو سمك طبقات الغشاء العاكس و تكون أهداب التداخل أشد ضيقاً من حالة التداخل ثنائي الأشعة بفضل تلك الانعكاسات المتعددة. يبين الشكل (2. 17) توزع شدة الضوء في الأهداب التداخلية من أجل عدد محدود من الأشعة المتساوية في شدتها.

أما الشكل (2. 18) فيبين نموذج توزع الشدة عندما تكون زاوية الورود θ صغيرة جداً أو عاكسية كبيرة نسبياً للوجهين S_1 و S_2.



الشكل (2. 17): مواصفات الأشعة: I_T شدة الأشعة النافذة، I_m القيمة العظمى لأهداب التداخل، I_R شدة الأشعة المنعكسة، I_0 شدة الضوء الساقط، $\Delta\theta$ المسافة الزاوية بين النهايات العظمى الرئيسية للشدة، $\delta\theta$ العرض الزاوي للنهاية العظمى الرئيسية التي من أجلها الشدة تساوي: $I/2$.



الشكل (2. 18): شكل النهايات في حال كون زاوية الورود θ صغيرة جداً أو معامل انعكاس الوجهين S_1 و S_2 كبيرنسبياً.

من أجل النهايات العظمى في حالة النفوذ أو النهايات الصغرى في حال الانعكاس يكون:

$$\Delta r = m\lambda \qquad [59 .2]$$

وكما في حالة الصفيحة متوازية الوجهين فإن:

$$\Delta r = 2nh.\cos\theta \Rightarrow 2nh.\cos\theta = m\lambda \qquad [60 .2]$$

المسافة الزاوية بين هدبين أعظميين متتالين $m+1$ و m :

$$2nh.\cos\theta_1 = m\lambda \qquad [61 .2]$$

$$2nh.\cos\theta_2 = (m+1)\lambda \qquad [62 .2]$$

$$2nh\ .\ (\cos\theta_2 - \cos\theta_1) = \lambda \qquad [63 .2]$$

$$2nh.2\sin[(\theta_1 + \theta_2)/2].\ \sin[(\theta_1 - \theta_2)/2] = \lambda \qquad [64 .2]$$

ولكن θ_1 ، θ_2 قريبان من بعضهما أي يمكن كتابة $\theta = (\theta_1 + \theta_2)/2$ و منه يكون:

$$2\sin[(\theta_1 - \theta_2)/2] = \Delta\theta \quad \text{و} \quad (\theta_1 - \theta_2)/2 = \Delta\theta/2 \qquad [65 .2]$$

إذاً فالمسافة الزاوية بين النهايات العظمى للأهداب:

$$\Delta\theta = \lambda/(2nh\ \sin\theta) \qquad [66 .2]$$

أما من أجل عدد محدود من الأشعة N المتداخلة فإن فرق المسير بين شعاعين متجاورين يعطى كما يلي:

$$\Delta r = 2nh.\cos\theta = m\lambda \qquad [67 .2]$$

فلو أخذنا الآن فرق المسير الكلي Γ والناتج من الشعاع الأول والشعاع ذي المرتبة N فإنه يساوي:

$$\Gamma = N.\Delta r = 2nh.N.\cos\theta_1 = Nm\lambda \qquad [68 .2]$$

ومن أجل نهاية ثانوية عظمى مجاورة للنهاية العظمى المدروسة فإن فرق

المسير للشعاع الأول والشعاع ذي المرتبة N يساوي:

$$\Gamma_1 = 2nh.N.\cos\theta_2 = N.m\lambda \pm \lambda \qquad [69\ .2]$$

وبالتالي العرض الزاوي يمكن أن يحسب انطلاقاً من فرق المسير بين النهاية العظمى الرئيسية الأولى و النهاية العظمى الثانوية التي تليها بعد الرئيسية أي انطلاقاً من $\Gamma_1 - \Gamma$.

وبتطبيق نفس الدراسة السابقة نجد أن:

$$\delta\theta = [\lambda/(2nh.\ \sin\theta)]/N \qquad [70\ .2]$$

أي:

$$\delta\theta = \Delta\theta/N \qquad [71\ .2]$$

أو

$$\delta\theta/\Delta\theta = 1/N \qquad [72\ .2]$$

إذا كلما كان عدد الأشعة المتداخلة أكبر كانت الأهداب الرئيسية المضيئة أضيق. يمكن حساب N بدلالة انعكاسية الشدة R و التي تساوي مربع انعكاسية سعة الحقل *r* (في الحالة التي من أجلها N كبيرة جداً و الأشعة غير متساوية الشدة) باستخدام علاقة فرنيل $N = \pi/(1-R) = \pi/(1- r^2)$.

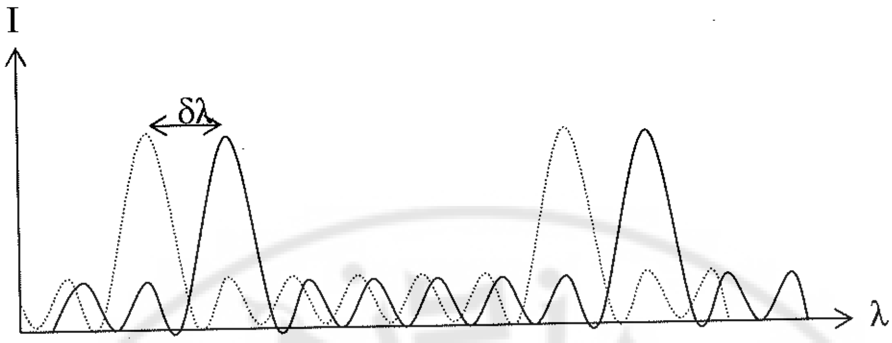
تحسب مقدرة الفصل للمداخل كما يلي:

على فرض أن λ' و λ طولان موجيان متقاربان كما يظهر في الشكل (2. 19) حيث: $\delta\lambda = \lambda' - \lambda$ عندها من أجل النهايات العظمى يكون:

$$2nh.\cos\theta = m\lambda \qquad [73\ .2]$$

$$2nh.\cos\theta' = m\lambda' \qquad [74\ .2]$$

$$2nh.2\sin[(\theta + \theta')/2].\sin[(\theta - \theta')/2] = m(\lambda' - \lambda) \qquad [75\ .2]$$



الشكل (2. 19): مقدرة الفصل بين الأمواج.

$2\sin[(\theta - \theta')/2] = d\theta$ و $\sin[(\theta + \theta')/2] = \sin\theta$ [2. 76]

$\delta\lambda = \lambda' - \lambda$ [2. 77]

$\Rightarrow \delta\lambda = [(2nh.\ \sin\theta)/m]\ d\theta$ [2. 78]

حيث $d\theta$ هي مقدار الانزياح الزاوي للنهايات العظمى من أجل الأطوال λ' و λ و $d\theta$ أصغرياً عندما $d\theta$ تساوي عرض النهاية العظمى $\delta\theta$. نستطيع تفريق λ_1، λ_2 إذا كان: $d\theta = \delta\theta$ وهو يسمى معيار رايلي ولكن:

$\delta\theta = [\lambda/(2nh.\ \sin\theta)].\ (1/N)$ [2. 79]

إذاً:

$\delta\lambda = \lambda/mN$ [2. 80]

يسمى $\delta\lambda$ بحد التفريق ومنه:

$\lambda/\delta\lambda = mN$ أو $\delta\lambda/\lambda = 1/mN$ [2. 81]

وهو مقدار الفصل لجهاز الطيف التداخلي.

تعتبر مجاوبة الليزر المستقرة المؤلفة من مرآتين عاكستين أحد تطبيقات مداخل فابيري بيرو حيث يتشكل داخل المجاوبة أمواج مستقرة تبدأ بعقدة عند المرآة الأولى و تنتهي بعقدة عند المرآة الثانية و يتشكل عدد صحيح من البطون بينهما

(الشكل (2. 1) في بداية الفصل). إن المسافة بين المرآتين L من أجل مغزل واحد تساوي نصف طول الموجة λ أو بمعنى أخرى λ تساوي 2L و من أجل مغزلين تكون λ مساويةً لـ 2 / (2L) و هكذا من أجل m مغزل تكون:

$$\lambda = (2L) / m \qquad [82 .2]$$

يمكن أن يكون الوسط ما بين المرآتين في الحالة العامة ذو قرينة انكسار معينة عندها يعتمد المسار الضوئي nL بدلاً من المسار العادي L و إذا ضمت المجاوبة أكثر من وسط ضوئي عندها يحسب المسار الضوئي على أنه جمع لكل المسارات الضوئية أي تصبح العلاقة السابقة على الشكل:

$$\lambda = \sum(2n_iL_i) / m \qquad [83 .2]$$

بالاستفادة من العلاقة التي تربط ما بين طول الموجة و تواتر الضوء و سرعة الضوء تعطى معادلة التواتر المهتز ν_m داخل المجاوبة بـ:

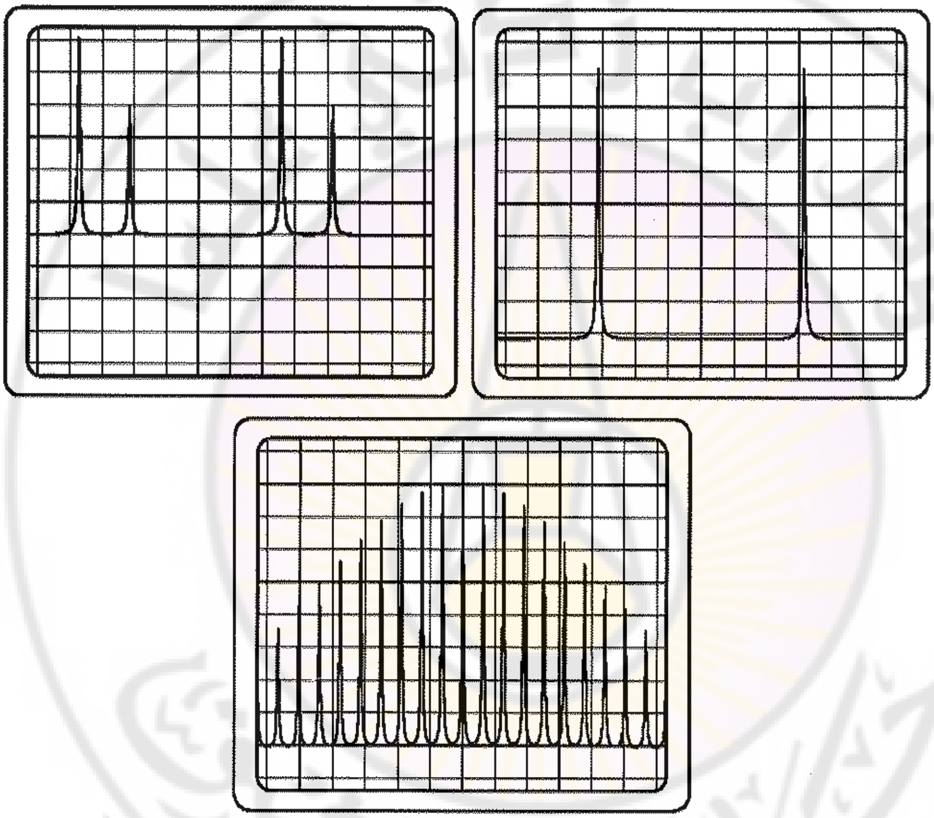
$$\nu_m = m (c / \sum(2n_iL_i)) \qquad [84 .2]$$

يطلق على التواترات التي يمكن أن تهتز داخل المجاوبة بالأنماط الطولية و عددها يساوي m أما الفرق بين الأنماط فيعطى بالعلاقة:

$$\Delta\nu = c / \sum(2n_iL_i) \qquad [85 .2]$$

إن مشاهدة الأنماط الطولية الليزرية في المخبر أمر صعب لذلك غالباً مايعتمد على تجربة مشابه حيث يتم توليد انماط طولية عن طريق اهتزازات ميكانيكية مولدة من بلورة كهرضغطية (بلورة بيزو) موضوعة خلف مرآة الخرج لمداخل فابيري بيرو. تقوم البلورة بتوليد اهتزازة لها تواتر معين فإذا ضبطت المسافة بين المرآتين لتساوي نصف طول موجة الاهتزازة المولدة من البلورة تكون نمط الطولي الأساسي (النمط الحر) و يشاهد حينها على راسم الاهتزاز الموصل بكاشف ضوئي نبضات قصيرة ذو سعة كبيرة المسافة بنيها تحسب بالعلاقة

السابقة و في حال كون المسافة لا تساوي $\lambda/2$ يتشكل أنماط أخرى بالإضافة إلى النمط الحر أما النبضات المشاهدة على الراسم فتكون مختلفة بالسعة و المسافات بينها لا تخضع للعلاقة السابقة. يظهر الشكل (2. 20) ما يمكن مشاهدة على راسم الاهتزاز عند ضبط المسافة المرآتين لتشكيل نمط حر أو نمطين أو عدد معين من الأنماط.



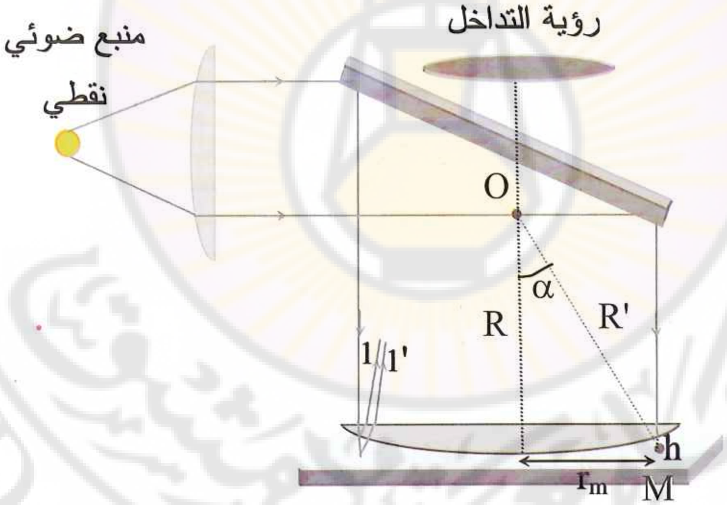
الشكل (2. 20): الأنماط الطولية المشاهدة في تجربة فابيري بيرو (نمط واحد، نمطين، عدة أنماط).

2. 4. 7 حلقات نيوتن (Newton Rings)

يظهر الشكل (2. 21) مسير الأشعة في تجربة حلقات نيوتن و المؤلفة من سطحين عاكسين الأول هو عبارة عن عدسة نصف كروية ذات نصف قطر

انحناء (R) كبير و الثاني هو سطح مستو و يحصر المستويان فيما بينهما طبقة من الهواء. تضاء الجملة بحزمة ضوئية متوازية ناتجة إما عن منبع نقطي موجود في محرق عدسة كروية (أو نصف كروية) أو بحزمة ضوئية ناتجة عن منبع عريض. و على اعتبار كبر انحناء السطح الكروي و استخدام حزمة إضاءة متوازية و أن الورود ناظمي على سطح العدسة فإنه بالإمكان ضمن هذة الشروط اهمال انكسار الأشعة الضوئية ضمن العدسة و اعتبار أن التداخل ناتج عن الشعاع الأول المنعكس عن السطح المحدب والشعاع النافذ ثم المنعكس عن السطح المستوي. يمكن حساب فرق المسير في حالة الأهداب المضيئة بدءاً من المركز انطلاقاً من العلاقة [2. 57] المستنتجة سابقاً للأشعة المنعكسة في صفيحة متوازية الوجهين بعد اعتبار أن $\theta = 0$ لعدم وجود انكسار و منه:

$$\Delta r = 2nh.\cos 0 = (2m+1)\lambda/2 \qquad [86\ .2]$$



الشكل (2. 21): حلقات نيوتن (R نصف قطر تحدب العدسة و r_m نصف قطر الحلقة التداخلية المضيئة ذات المرتبة m و h السمك بين العدسة والسطح عند النقطة M).

و بالتالي:

$$2nh = (2m+1)\lambda/2 \qquad [87\ .2]$$

وبفرض n =1 قرينة انكسار الهواء الفاصل بين الوسطين عندها:

$$2h = (2m+1)\,\lambda/2 \qquad [2.88]$$

وهذة العلاقة تدل على جميع الأشعة من أجل حلقة رتبتها m ستملك نفس فرق المسير لكون الارتفاع h ثابت على محيط هذه الحلقة و هذا يعني أن النهايات العظمى لها القيمة نفسها في كل مكان على محيط هذه الحلقة ولهذا يسمون أهداب هذا النوع من التداخل (بأهداب تساوي السماكة).

من أجل قيم α الصغيرة يكون $R' \approx h + R$ (حيث $R' = MO$) و منه فإن:

$$r_m^2 = R'^2 - R^2 \approx (R+h)^2 - R^2 \qquad [2.89]$$

وبإهمال h^2 لصغرها فإن:

$$r_m^2 = 2Rh \qquad [2.90]$$

و بتعويض قيمة h من [2. 87] تحدد موقع الحلقات المضيئة بالعلاقة:

$$r_m^2 = R\lambda[m+(1/2)] \qquad [2.91]$$

أما موقع الحلقات المظلمة فإنها تستنتج بطريقة مشابه و هي تعطى بالعلاقة:

$$r'^2_m = R\lambda M \qquad [2.92]$$

عند $m = 0$ تكون $r'_m = 0$ أي أن مركز التداخل هو بقعة مظلمة (هدب مظلم).

يمكن أن تستعمل هذه الطريقة لحساب طول موجة الضوء كما يلي: نفرض r'_{m+1} و r'_m نصفي قطري حلقتين مظلمتين متجاورتين و عندها يكون:

$$r'^2_m - r'^2_{m+1} = R\lambda m - R\lambda(m+1) = -R\lambda \qquad [2.93]$$

وبالتالي:

$$\lambda = (r'^2_{m+1} - r'^2_m)/R \qquad [2.94]$$

إذا يمكن بمعرفة نصفي قطري حلقتين مظلمتين متجاورتين ونصف قطر العدسة حساب طول موجة الضوء.

مسألة محلولة (2. 11): في تجربة حلقات نيوتن مرر ضوء أحادي اللون في عدسة محدبة نصف قطر تكوّر (انحناء) سطحها (1 m) فتشكلت أهداب مضيئة و مظلمة وكان قطر إحدى الحلقات المظلمة يساوي (0.8 cm) و قطر الحلقة الخامسة التالية لتلك الحلقة يساوي لـ (1.2 cm). احسب طول موجة الضوء المستخدم ورتبة تداخل الحلقة المظلمة.

الحل:

-1 $r_m = 0.8/2 = 0.4$ cm و $r_{m+\grave{m}} = 1.2/2 = 0.6$ cm و $\grave{m} = 5$ و

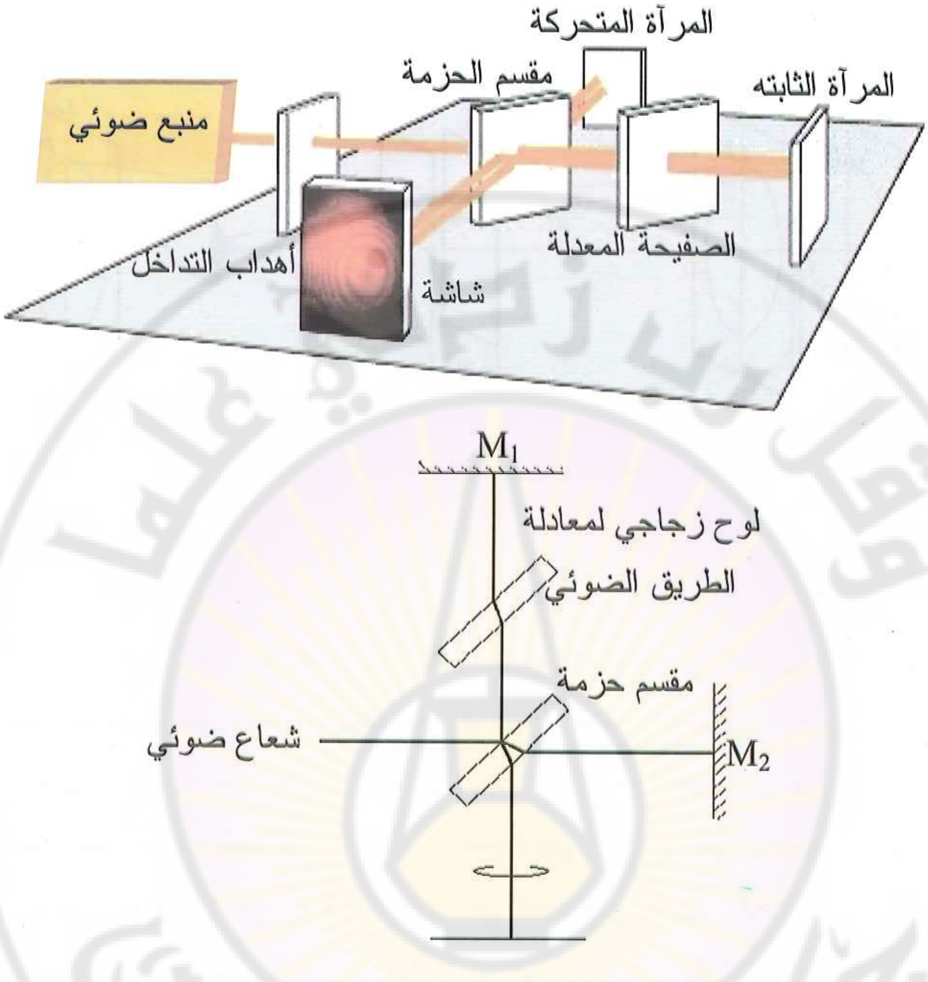
$R = 10^3$ cm إذاً: $\lambda = (r^2_{m+\grave{m}} - r^2_m)/\grave{m}R = 400$ nm

-2 بماأن $r^2_m = R.\ m.\ \lambda \Leftarrow m = r^2_m/(R.\ \lambda) = 4$

2. 4. 8 مداخل مايكلسون (Michelson interferometer)

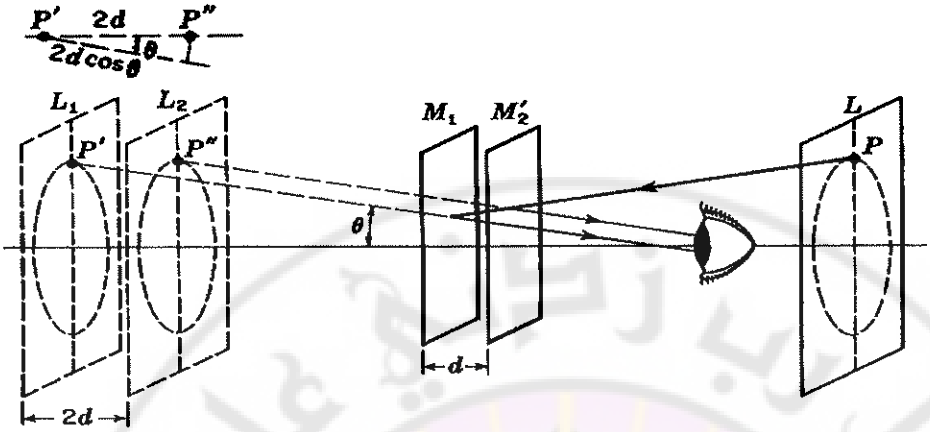
2. 4. 8. 1 دراسة التداخل باستعمال مداخل مايكلسون

يتألف مداخل مايكلسون من مقسم حزمة موضوع بزاوية 45 مابين مرآتين متعامدتين إحداهما ثابتة M_1 و الأخرى M_2 يمكن إزاحتها إلى الأمام أو إلى الخلف باستعمال فرنية (الشكل 2. 22). يقسم مقسم الحزمة ذات الانعكاسية 50 % الضوء الصادر من المصدر S إلى حزمتين متماثلتين كل منهما يتجه إلى مرآة وينعكس عنها و يعودان ليجتمعا ضمن مقسم الحزمة ليخرجا كحزمة ضوئية واحدة متداخلة. إحدى الحزمتين تمر ثلاث مرات من خلال مقسم الحزمة بينما تمر الأخرى مرة واحدة و بالتالي حتى تتبع الحزمتان الطريق الضوئي نفسه في الزجاج (أي تمر كل حزمة ثلاث مرات ضمن الزجاج) يوضع اللوح الزجاجي P (الصفيحة المعدلة) في طريق الحزمة التي تمر مرة واحدة ضمن مقسم الحزمة. يعطى فرق المسير في حالة الأهداب المضيئة بـ $m\lambda$ أما في حالة الأهداب المظلمة فيعطى بـ $(2m + 1)\ \lambda/2$.



الشكل (2. 22): مقياس مايكلسون التداخلي (الأعلى: مداخل مايكلسون أما الأدنى فرسم تخطيطي لسير الأشعة في المداخل).

يتكون نموذج التداخل في حال التوازي الكامل للمرآتين من أهداب دائرية تسمى أهداب تساوي الميل الدائرية (Fringes of equal inclination) و ذلك لأن فرق الطور بين الحزمتين المتداخلتين يتعلق فقط بزاوية الميل θ و التي تظهر في الشكل (2. 23) حيث استبدلت المرآة الثانية M_2 بخيالها الوهمي M'_2 لتوضيح مفهوم توازي المرآتين.



الشكل (2. 23): تشكل الأهداب الدائرية في مداخل مايكلسون.

يقطع الشعاع في حقيقة الأمر ضعف المسافة بين المرآتين و المشاهد (أو الشاشة) على اعتبار أن الطريق الضوئي المسلوك في إحدى ذراعي مقياس مايكلسون هو ضعف المسافة بين المرآة و مقسم الحزمة (أي الطريق ذهاباً و إياباً) لذلك فإنه يمكن اعتبار أن الخيالين الوهمين للمنبع الضوئي الواقع في المستوي L قادمان من مستويين وهميين L_1 و L_2 يقعان خلف المرآتين و على ضعف المسافة عن المشاهد. فإذا كانت المسافة بين المرآتين هي d فالمسافة بين المستويين L_1 و L_2 هي وضوحاً $2d$ و هي تمثل فرق المسير الكلي لمسار الشعاعين في المداخل. عندما تساوي d عدداً صحيحاً من أطوال نصف الموجة فإن فرق المسير الكلي $2d$ سوف يساوي عدداً صحيحاً من أطوال الموجة و تكون الأشعة متفقة في الطور. ولكن فرق المسير الكلي هذا هو فقط من أجل الأشعة التي تنعكس عمودياً على المرآتين، أما فرق المسير الكلي في حالة كون الأشعة تصنع زاوية ما و لتكن θ مع العين أو الشاشة فهو مسقط فرق المسير بين النقطتين (كالنقطتين P' و P'' الخيالين الوهميين للنقطة P الموضحتين في الشكل (2. 23)) على ناظم المستويين L_1 و L_2 و يساوي إلى $2d \cos \theta$ {على فرض أن θ هي نفسها بين الشعاعين المتوازيين و كون أن المستويين L_1

و L_2 أيضاً متوازيين}. إن مساقط نهايات الأشعة التي تميل بنفس الزاوية على الناظم تشكل دائرة و التي يمكن أن تكون هدباً مظلماً (لوجود انعكاس) إذا كان فرق المسير بين تلك الأشعة المؤلفة نهاياتها للدائرة يساوي عدداً صحيحاً من أطوال الموجة أي:

$$2d \cos \theta = m\lambda \qquad [95 .2]$$

و بالتالي فرق الطور يساوي إلى:

$$\Delta\varphi = k\, 2d \cos \theta \qquad [96 .2]$$

و يمكن حساب المسافة الزاوية للأهداب انطلاقاً من العلاقة [2. 95]، فعند المركز تكون $\theta = 0$ و $\cos \theta = 1$ و بما أن $d \neq 0$ عندها يعطى فرق المسير بين المرآتين كون بالعلاقة:

$$2d = m_0\, \lambda \qquad [97 .2]$$

إذاً بما أن $\theta = 0$ أي $\cos \theta = 1$ عند المركز فإن عدد الأشعة المتداخلة يكون أعظمياً و تشير العلاقة [2. 95] أن هذا العدد يتبع التغير في قيمة $\cos \theta$ كون أن d و λ ثابتين فهو ينقص كلما ابتعد عن المركز حيث تنقص قيمة $\cos \theta$ و بالتالي عند الهدب المظلم m' مثلاً يصبح فرق المسير مساوياً لـ:

$$2d (\cos\theta) = (m_0 - m')\, \lambda \qquad [98 .2]$$

و بالتالي بطرح العبارتين [2. 97] و [2. 98] يكون:

$$2d(2\sin^2 (\theta/2)) = m'\lambda \;\text{ أي }\; 2d(1-\cos \theta) = m'\lambda \qquad [99 .2]$$

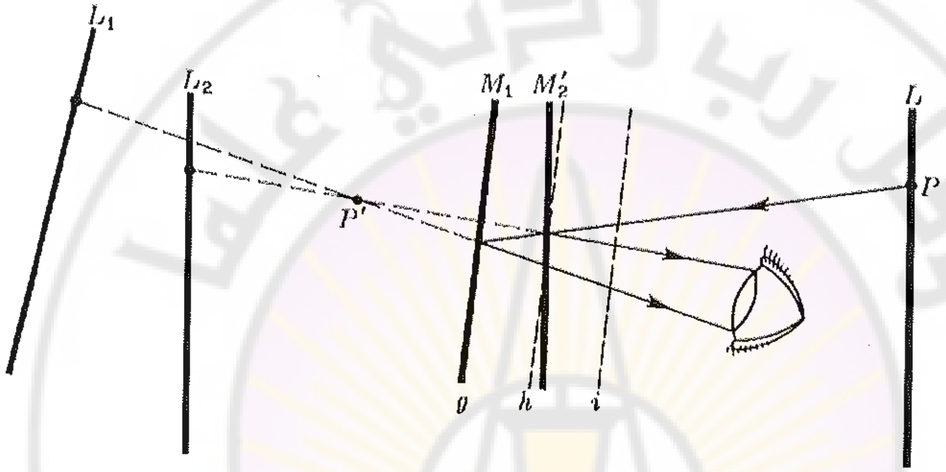
ومنه:

$$4d \sin^2 (\theta/2) = m'\lambda \qquad [100 .2]$$

وبما أن θ زاوية صغيرة إذاً تعطى المسافة الزاوية للهدب m' بالعلاقة:

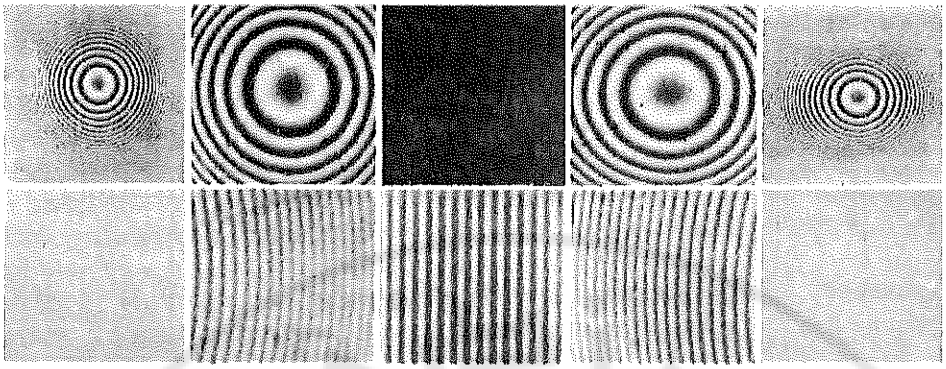
$$\theta = \sqrt{\frac{m'\lambda}{d}} \Leftarrow d\,\theta^2 = m'\,\lambda \qquad [101\ .2]$$

أما في حال عدم توازيهما فيتشكل مايدعى بالأهداب المكانية (Localized Fringes) وذلك لأن فرق المسير في هذه الحالة يتعلق بسمك المنطقة بين المرآتين كما هو مبين في الشكل (2. 24).



الشكل (2. 24): تشكل الأهداب المكانية في مداخل مايكلسون.

إن النقاط التي تملك نفس فرق المسير (نفس فرق الطور) في هذه الحالة تقع على خط مستقيم و ذلك من أجل زاوية ميل صغيرة بين المرآتين و هذا مايجعل الأهداب ترى على شكل خطوط مستقيمة و الجدير بالذكر هنا أن طول الترابط في هذه الحالة صغير أي يمكن أن يختفي التداخل من أجل مسافة معينة بين المرآتين. يمكن أن يتأثر فرق المسير من أجل مسافة معينة بين المرآتين و بشكل بسيط بالزاوية بين الشعاعين كما في حالة أهداب تساوي الميل و في هذه الحالة تظهر الأهداب على شكل أهداب محدبة جهة باتجاه السماكة الأصغر بين المرآتين. يظهر الشكل (2. 25) الأهداب المتشكلة عبر مداخل مايكلسون في كلا الحالتين المذكورتين (أهداب تساوي الميل الدائرية و أهداب تساوي السماكة المستقيمة).

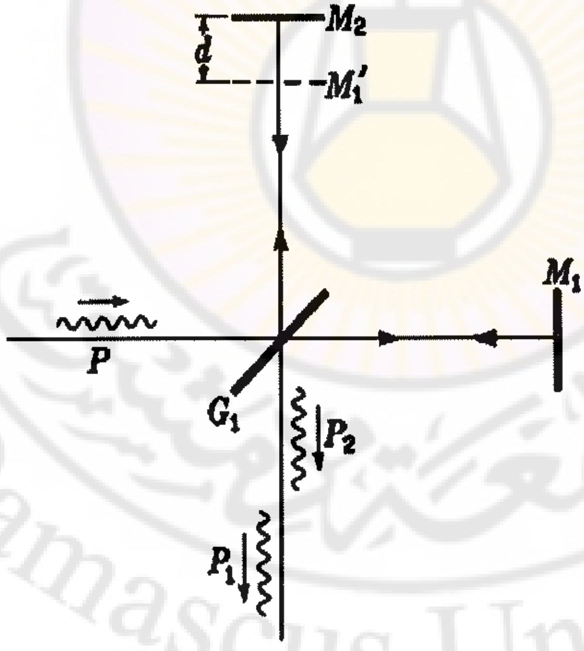


الشكل (2. 25): شكل الأهداب المختلفة و الملاحظة في مداخل مايكلسون: الصف العلوي يظهر أهداب تساوي الميل أما القسم الأدنى فيظهر الأهداب المكانية حيث يزداد فرق المسير في كلا الحالتين ابتداءً من المركز (الصورة الثالثة).

يظهر الجزء العلوي أهداب تساوي الميل و التي تكون متقاربة و عددها كبير من أجل مسافة كبيرة بين المرآتين بينما يقل عددها إذا أزيحت إحدى المرآتين بحيث تقترب من الأخرى (و هذا يمكن أن يستنتج بوضوح من العلاقة [2. 95] حيث طول الموجة ثابت و بالتالي تناقص الطرف الأيسر من تلك العلاقة سيؤدي إلى تناقص قيمة m). إن استمرار إزاحة نفس المرآة في الاتجاه ذاته سيؤدي إلى الوصول إلى القيمة التي تكون فيها m مساويةً للصفر و التي تقابل الحالة التي يكون فيها فرق المسير بين الشعاعين مساوياً للصفر و عندها لا يوجد إلا الهدب المركزي و هو هدب مظلم (و ذلك لأن الشعاعين المتداخلين القادمين من مقسم الحزمة أحدهما نافذ و الآخر منعكس) و هذا مايجعل الصورة العلوية الثالثة تبدو سوداء. متابعة إزاحة نفس المرآة بالاتجاه نفسه سيؤدي إلى ظهور الأهداب من جديد و سيزداد عددها كلما ابتعدت المرآتان عن بعضهما. أما القسم الأدنى من الشكل ((2. 25)) فيظهر أهداب تساوي السماكة حيث أن الأهداب في الصور الأولى لاتظهر من أجل مسافات كبيرة بين المرآتين لعدم وجود ترابط بين الأشعة عند مسافة معينة تبدأ الأهداب بالظهور و يكون عددها كبيراً كما في حالة أهداب تساوي الميل و منحنية في اتجاه معين (والذي تم

شرحه سابقاً). عند الاستمرار بإزاحة إحدى المرآتان ستقل زاوية الميل بينهما إلى أن تصبح مساوية للصفر أي تتوازى المرآتين مع بعضهما و هذا يعطي أهداباً مستقيمة و متوازية. الاستمرار في الإزاحة بنفس الجهة سيؤدي إلى إنهاء حالة التوازي بين المرآتين و بدء ازدياد زاوية الميل مما يؤدي إلى انحناء الأهداب من جديد و لكن في جهة معاكسة لحالة ماقبل التوازي إلى أن تختفي من جديد عند بلوغ مسافة معينة بين المرآتين.

إن أهداب الضوء أبيض ستختفي عند ازاحة إحدى المرآتين مسافة قصيرة لقصر طول الترابط بينما أهداب الناتجة عن منابع وحيدة اللون تظل واضح لمسافة تصل إلى 10 cm حيث ينعدم بعدها الترابط (الشكل ((2. 26)) و الذي، كما شرح سابقاً، يتعلق بعرض الخط الطيفي للمنبع حيث لا يوجد في الطبيعة منابع ذات خط طيفي ضيق جداً .



الشكل (2. 26): انعدام التداخل لكون فرق أكبر من طول الترابط.

بين مايكلسون بعد دراسة لنماذج تداخل من عدة منابع أن وضوح أهداب التداخل يقاس بفرق الشدة بين الأهداب ذات الشدة العظمى (المـضيئة) و الأهــداب ذات الشدة الدنيا (المظلمة) مقسوماً على مجموع الشدتين أي:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad [102 .2]$$

إن وضوح أهداب التداخل يعتمد على المنبع فكلما كان الخــط الطيفــي للمنبــع أضيق كان التناقص في قيمة V أقل و الأهداب تبدو واضح لمسافة أكبر. و قــد بين مايكلسون أن الخط الطيفي الأحمر من منبع الكادميوم يعطي أفضل نموذج من حيث الوضوح مقارنة بالخطوط و المنابع الطيفية الأخرى حيث أن قيمــة V تقل بمقدار النصف من أجل فرق مسير يساوي 10 cm (أي d = 5 cm).

2. 4. 8. 2 تطبيقات مداخل مايكلسون

هناك تطبيقات عديدة للمداخل و فيما يلي بعض منها.

1. قياس طول موجة ضوء أحادي اللون.
2. قياس الفرق بين طولين موجيين متقاربين.
3. تعيين قرينة الانكسار لشريحة رقيقة من مادة شفافة.
4. فحص السطوح.
5. نفي وجود الأثير (تجربة مايكلسون-مورلي).
6. مقارنة الارتفاعات لمقاييس الأطوال.
7. قياس النبضات الغاية بالقصر.

2. 4. 8. 2. 1 قياس طول موجة ضوء أحادي اللون

إن إزاحة المرآة المتحركة M_2 مسافة قدرها $\lambda/4$ يؤدي إلى تغير طول المسار الضوئي للحزمة المرتدة بالمقدار $\lambda/2$ ($\lambda/4$ ذهاباً و $\lambda/4$ إياباً) وبالتالي تتحرك

الأهداب المظلمة لتحتل مكان الأهداب المضيئة على شاشة المراقبة والعكس صحيح. أما إذا أزيحت المرآة المتحركة M_2 مسافة قدرها $\lambda/2$ فإن فرق المسير بين الحزمتين الضوئيتين المتداخلتين سوف يتغير بالمقدار λ و هذا يؤدي إلى حلول الهدب المضيء محل الهدب المضيء الذي يليه. و في الحالة العامة إذا أزيحت المرآة مسافة قدرها L فإن فرق المسير بين الحزمتين الضوئيتين المتداخلتين سوف يتغير بالمقدار 2L، فإذا كانت 2L تساوي m عدداً صحيحاً من أطوال الموجة أي $2L = m\lambda$ فإن رتبة الهدب المضيئ أو المظلم سوف تتغير بالمقدار m، وبمعرفة عدد الأهداب التي تمر من نقطة معينة على شاشة المراقبة أثناء تحريك المرآة M_2 مسافة L يمكن ببساطة حساب الطول الموجي للضوء المستعمل (حيث في تلك الحالة $\lambda = 2L/ m$).

مسألة محلولة (2. 12): في جهاز مايكلسون لوحظ عبور 100 هدب بإزاحة المرآة مسافة قدرها ($29.45\ \mu m$) احسب طول موجة الضوء المستعمل.

الجواب: $\lambda = 2L/m = 589\ \mu m$

2. 4. 8. 2. 2 قياس الفرق بين طولي موجتين متقاربتين

تحرك المرآة المتحركة M_2 إلى أن يتم الحصول على هدبٍ أعظمي شديد الإضاءة (ناتج عن تراكب هدب مضيئ من نموذج تداخل الضوء ذي طول الموجة الأول مع هدب مضيئ آخر من نموذج تداخل الضوء ذي طول الموجة الثاني)، ثم نحرك المرآة مرة أخرى لنشاهد هدباً أعظمياً آخر شديد الإضاءة، فإذا كانت المسافة التي تحركتها المرآة M_2 هي L عندها كما في التطبيق السابق:

$$L = m_1\lambda_1/2 = m_2\lambda_2/2 \quad \text{أو} \quad 2L = m_1\lambda_1 = m_2\lambda_2 \qquad [2.\ 103]$$

وبما أن $\lambda_1 > \lambda_2$ ومتقاربين فإن $m_2 = m_1 + 1$ و بتعويض ذلك في [2. 103] يكون:

$$m_1 = \lambda_2/(\lambda_1-\lambda_2) \qquad [104 .2]$$

و بالتعويض مرة أخرى في [2. 97] يكون:

$$\lambda_1- \lambda_2= \lambda_1. \lambda_2/2L \quad \text{أو} \quad 2L = \lambda_1. \lambda_2/ \lambda_1- \lambda_2 \qquad [105 .2]$$

وباستخدام التقريب $\lambda_1 \sim \lambda_2 \sim \lambda$ و فرض أن $\Delta\lambda= \lambda_1- \lambda_2$ يكون:

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L \qquad [106 .2]$$

مسألة محلولة (2. 13): إذا كانت قراءتا التدريج لهدبين مضيئين أعظميين متتاليين في تجربة مقياس مايكلسون هما 602 μm و 897.4 μm و كان متوسط الطول الموجي المستعمل (589.3 nm) فاحسب الفرق بين طول الموجتين.

الجواب: الإزاحة الخطية هـي: $L = 897.4 - 602 = 295.4\ \mu m$ وبالتـالي:

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L = 0.59\ nm$$

2. 4. 8. 2. 3 تعيين قرينة الانكسار لشريحة رقيقة من مادة شفافة

كما شرح آنفاً يمكن حساب سماكة أو قرينة انكسار مادة شفافة باستعمال طرق التداخل و كلها تؤدي إلى نفس العبارة المستنتجة سابقاً غير أنه باستعمال مداخل مايكلسون يكون الانزياح ضعف الانزياح المحسوب سابقاً (ذهاباً و إياباً) لذلك يجب تقسيم العلاقة المستنجة على 2 و بالتالي يعطى سمك الصفيحة أو قرينة انكسارها بـــ:

$$n =[m\lambda/ 2\ell] +1 \quad \text{أو} \quad \ell = m\lambda/[2(n-1)] \qquad [107 .2]$$

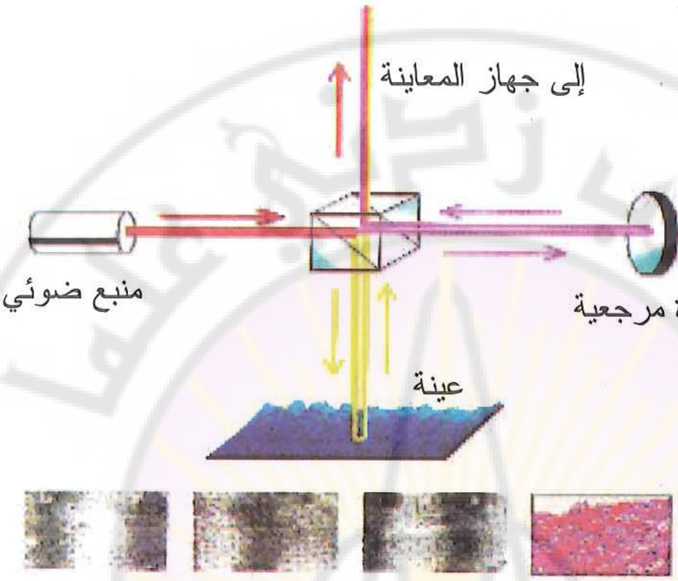
مسألة محلولة (2. 12): غشاء رقيق لمادة قرينة انكسارها (n = 1.45) اعترضت مسار إحدى شعاعي مداخل مايكلسون فسببت إزاحة قدرها (6.5) هدب فإذا كانت (λ = 589 nm) احسب سمك الغشاء.

الجواب:

$$L = m\lambda/(2(n -1)) = 4.253\ \mu m.$$

2. 4. 8. 2. 4 فحص السطوح باستعمال مقياس مايكلسون التداخلي

يمكن أن يتم ذلك باستبدال إحدى المرآتين بالعينة المراد قياس سطحها كما هو مبين في الشكل (2. 27).

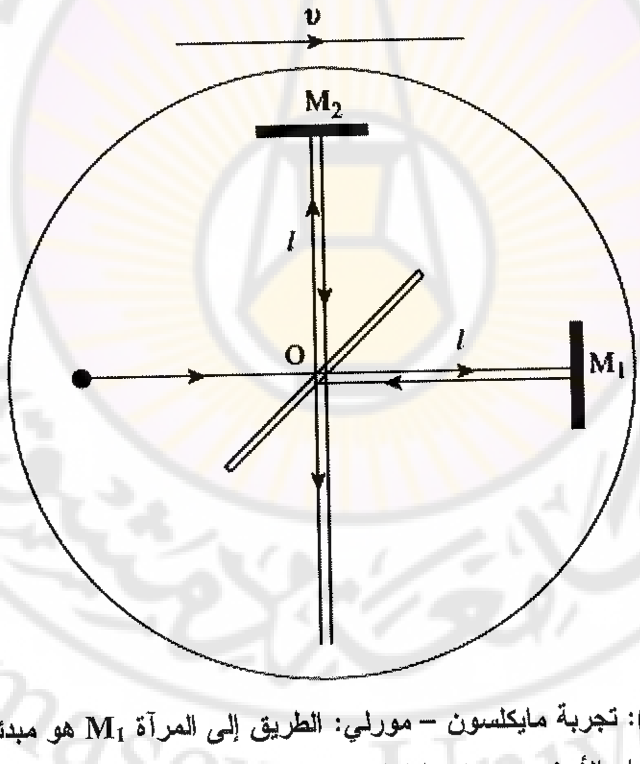


الشكل (2. 27): فحص السطوح باستعمال مقياس مايكلسون.

لدى تحريك العينة تغير نتوءات سطح العينة طول المسار الذي تقطعه الحزمة الأولى فتتغير بذلك العلاقة المكانية بين الحزمتين مما يؤدي إلى تعاقب الأهداب و الذي يستدل من خلاله و من خلال شكل الأهداب على تضاريس العينة، فإذا كانت الحزمتان متفقتين في الطور نتج عنهما تداخل بناء (شدة أعظمية) وإذا كانتا غير متفقتين في الطور نتج عنهما تداخل هدام (شدة دنيا) و بين هاتين القيمتين تتدرج الشدة تبعاً لفرق الطور كما أن الانتقال من نقطة إلى نقطة أعمق أو أعلى سيسبب انزياحاً في رتبة الهدب تبعاً للارتفاع. تعطى معلومات التداخل للحاسوب ليحللها و يحسب من خلالها الارتفاعات المختلفة للنقاط و يمكن أيضا جمع معلومات إضافية عن الطور في نقطة ما عن طريق إمالة المرآة المرجعية بزوايا معينة.

2. 4. 8. 2. 5 نفي وجود الأثير تجربة مايكلسون- مورلي

هي تجربة تقليدية (وظفت بالأساس لقياس سرعة الأرض من الفضاء و لكنها أصبحت فيما بعد بمثابة اختبار للنسبية الخاصة) تنطلق من فكرة أنه إذا كان من الممكن اعتبار الضوء كموجة منتشرة في وسط يسمى بالأثير و الذي تتحرك ضمنه الأرض فإن سرعة الضوء التي تقاس على الأرض سوف تعتمد على اتجاه الانتشار وهذا سيظهر كانزياح في أهداب التداخل لمداخل مايكلسون وذلك لأن أحد الحزم ستنتشر مع اتجاه دوران الأرض بينما الأخرى ستنتشر بشكل معامد لها، و هذا الانزياح يمكن أن يكتشف عن طريق إدارة المداخل بزاوية °90 بحيث يصبح المسار المعامد موازياً و الموازي معامداً ((الشكل 2. 28).



الشكل (2. 28): تجربة مايكلسون – مورلي: الطريق إلى المرآة M_1 هو مبدئياً على طول اتجاه حركة المدار الأرضي و يمكن إدارة كل المداخل لجعل الطريق إلى المرآة M_2 في هذا الاتجاه.

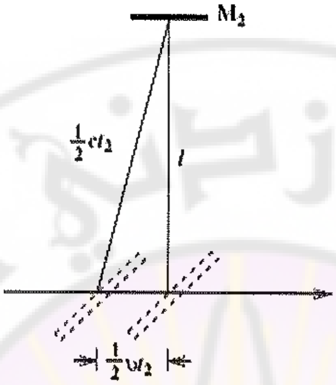
يوضع المداخل على قاعدة حجرية طافية على الزئبق للحفاظ على استقراريته و يجعل طول المسار في تجربة مايكلسون – مورلي لإحدى الذراعين مساوياً لـ 11 m عن طريق إطالة الطريق الضوئي باستعمال عدة مرايا و ذلك لجعل الأثر المتوقع الناتج عن السرعة المدارية للأرض – وفقاً لنظرية الأثير– ينتج انزياحاً في عدد الأهداب عند إدارة المداخل بزاوية $90°$ حوالي 0.4 من الهدب. يمكن أن يحسب فرق المسير الضوئي بحساب فرق الزمن بين t_1 (زمن مسير الحزمة الأولى الموازية لحركة الأثير) و t_2 (زمن مسير الحزمة الثاني المعامدة لحركة الأثير) أثناء دوران الجملة بسرعة v بوجود الأثير. على فرض للتبسيط أن الشمس في حالة راحة ضمن الأثير وإهمال حركة الأرض ضمن المدار، و على فرض أن v هي سرعة حركة الأرض ضمن مدارها وهي نفس سرعة التي يجب أن يتحرك بها الأثير ضمن المداخل، عندها سرعة الضوء في إحدى ذراعي المجاوبة الموازي لحركة الأثير سيساوي إلى $c + v$ ذهاباً (حيث تنتشر عندها الحزمة الضوئية في نفس جهة انتشار الأثير) و $c - v$ أياباً (حيث تنتشر عندها الحزمة الضوئية بعكس جهة انتشار الأثير) باعتبار أن c هي سرعة الضوء المعروفة. و في هذه الحالة يعطى الزمن t_1 اللازم لقطع كامل الطريق ℓ ذهاباً و إياباً لذلك الذراع في الأثير بـ:

$$t_1 = \frac{\ell}{c+v} + \frac{\ell}{c-v} = \frac{2\ell}{c}\gamma^2 \qquad [108\ .2]$$

حيث أن:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad [109\ .2]$$

ومن جهة أخرى، إن الزمن t_2 اللازم لقطع كامل الطريق ℓ ذهاباً و إياباً للحزمة الضوئية في الذراع المعامد سوف يزداد إذا ادير المداخل بسرعة v كمـــا هـــو موضح في الشكل (2. 29).



الشكل (2. 29): الطريق التي تسلك من قبل الحزمة OM_2 وكما ينظر إليها من جملة الأثير وفقاً للنظرية الكلاسيكية. السهم يشير الى أن الجهاز يتحرك إلى اليمين بسرعة v.

عندها يمكن كتابة العبارة التالية:

$$\left(\frac{ct_2}{2}\right)^2 = \left(\frac{vt_2}{2}\right)^2 + \ell^2 \qquad [110 .2]$$

ومنه الزمن t_2 يعطى بـــ:

$$t_2 = \frac{2\ell}{c}\gamma \qquad [111 .2]$$

و بالتالي الفرق بين الزمنين هو:

$$t_1 - t_2 = \frac{2\ell}{c}(\gamma^2 - \gamma) \qquad [112 .2]$$

و يكن بتقريب جيد بعد نشر الحدود داخل γ على شكل سلسلة كتابة مايلي:

$$t_1 - t_2 \approx \frac{\ell}{c}\left(\frac{v^2}{c^2}\right) \Rightarrow (t_1 - t_2)\, c \approx \ell\left(\frac{v^2}{c^2}\right) \qquad [113 .2]$$

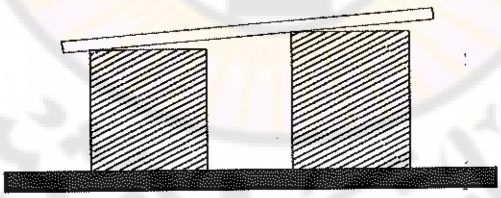
إذاً عدد الأهداب المزاحة المتوقع يساوي إلى فرق المسير الضوئي الكلي (ذهاباً و إياباً) مقسوماً على طول الموجة أي:

$$\Delta m = \frac{2c\,(t_1 - t_2)}{\lambda} \approx \frac{2\ell}{\lambda}\left(\frac{v^2}{c^2}\right) \qquad [114\ .2]$$

بتطبيق العلاقة الأخيرة من أجل طريق طوله 11 m يقطعة ضوء طول موجتـه 550 nm و سرعة أثير قدرها 30 km/s (و التي هي نفس السـرعة المداريـة للأرض) تنزاح الأهداب بمقدار 0.4 من الهدب عند تدوير المداخل. ولكن فـي الحقيقة لم ير مثل هذا الانزياح أثناء العمل التجريبي و لقد أعيدت التجربة مـرة أخرة بعد ستة أشهر (و ذلك لأنه إذا كان هناك أثير فلربما أن الأرض تتحـرك معه أو عكسه، و كما هو معروف تتحرك الأرض بعد ستة أشهر على الجـزء المقابل للمدار و عندها تنعكس جهة سرعتها و تصبح بعكس حركـة الأثيـر إذا كانت توافقه في الحالة الأولى و العكس صحيح و مع ذلك لم يشاهد أي انزيـاح في الأهداب. إن هذه النتيجة كانت مفاجأة كبرى عندما تم الحصول عليهـا فـي 1887 و الذي كان قبل 18 عاماً من نشر اينشتاين لنظريته النـسبية الخاصـة. جاء أول تفسير معقول لنتائج هذه التجربـة مـن لـورنتز (Lorentz) ومـن فيتزجيرالد (FitzGerald) اللذين اقترحا كـل بـشكل منفـصل أن الأجـسام المتحركة بجهة حركة الأرض يجب ضربها بالعامل γ فـي الدراسـة النظريـة أعلاه. أما بوانكاريه (Poincare) فقد علق على أن هذا خداع من الطبيعة يجعل من المستحيل الكشف عن رياح الأثير باستخدام أي تجربة. إن عـدم الحـصول على أي نتيجة في تجربة مايكلسون – مورلي ينظر إليه الآن بالطبع على أنـه متوافق تماماً مع نظرية النسبية الخاصة و التي تنص على أن سـرعة الـضوء ثابتة بين أي نقطتين في أي جملة مقارنة لحركة نسبية منتظمة.

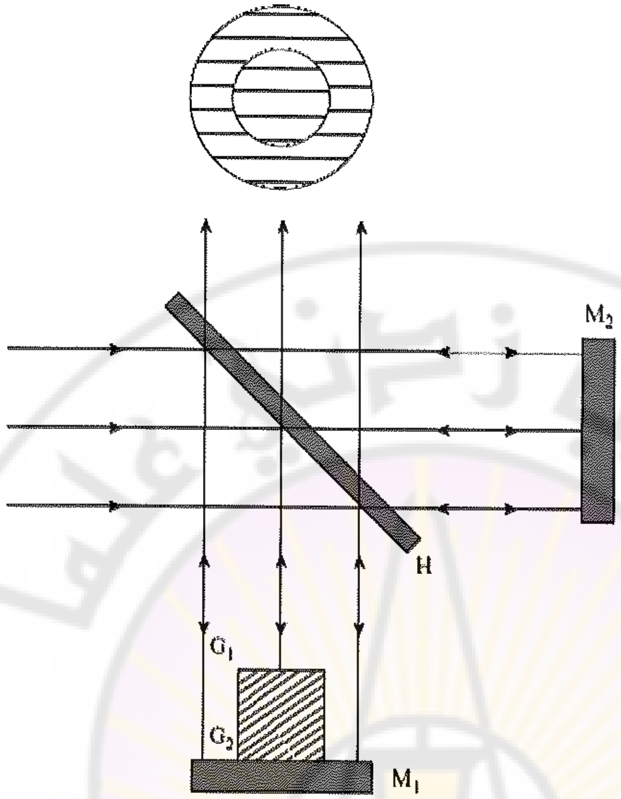
2. 4. 8. 2. 6 مقارنة الارتفاعات لمقاييس الأطوال العيارية

يمكن استعمال طرق التداخل التي بإمكانها أن تقيس الطول الطبيعي بدلالة طول موجة الضوء للتحقق و مقارنة الأطوال المعيارية النهائية (في المختبر) (End Gauges) و التي هي عبارة عن قضبان معدنية مصقولة الأطراف بحيث يمكن استعمال أطرافها كمرايا في مقاييس التداخل. أبسط المقارنات التي يمكن إجراؤها هي بين مقياسين للنهايات و اللذين من المفترض أن لهما نفس الطول حيث يوضعان جنباً إلى جنب على سطح مستو و توضع فوقهما قطعة من الزجاج مفضضة جزئياً تشكل سطحاً عاكساً (الشكل (2. 30)) فتتشكل أهداب الأغشية الرقيقة و المسماة بأهداب فيزيو (Fizeau fringes) في التجويف مابينها و بين الحافة المائلة و تعتمد المسافات بين الأهداب على قياس الزاوية بين المقياس والزجاج. يمكن بسهولة قياس الفرق مابين ذروتي المقياسين عن طريق عد أهداب التداخل كما يمكن الاستدلال على عدم تجانس السطوح العاكسة بملاحظة أن أهداب التداخل لا تأخذ شكلاً مستقيماً. إن السطح الزجاجي المفضض جزئياً يعطي عدداً كبيراً من الانعكاسات كما في مداخل فابيرو بيرو مما يجعل أهداب التداخل أكثر حدة و القدرة التميزية لعدم انتظام السطوح أكبر فقد تصل إلى 0.3 nm.



الشكل (2. 30): مقارنة مقياسين معياريين متشابهين مختلفي قليلاً في الطول. الأهداب تتشكل في الفجوة الهوائية بين المرآة و حافة المقياس و يمكن معرفة زاوية الوتد بقياس المسافات بين الأهداب و التي يمكن مشاهدتها من أعلى.

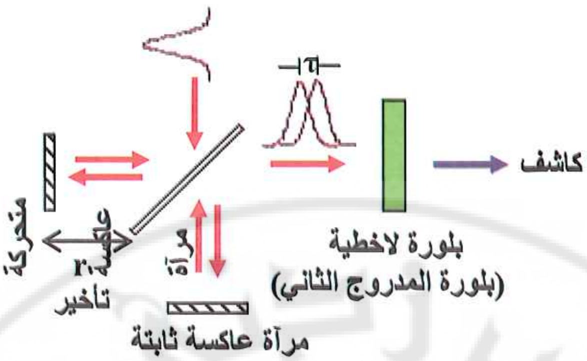
أما لقياس الاختلافات الكبيرة في الطول فيستعمل عادة مداخل مايكلسون كما في الشكل (2. 31).



الشكل (2. 31): مداخل المقاييس النهائية المعيارية وهو مماثل لمداخل مايكلسون ولكن مع مرايا ثابتة؛ يثبت المقياس G_1G_2 في مركز المرآة M_1 مما يجعل نموذج التداخل مؤلف من منطقتين داخلية ناتجة عن تداخل الأشعة المنعكسة عن G_1 و خارجية ناتجة تداخل الأشعة المنعكسة عن M_1 مع الأشعة المنعكسة عن M_2.

2. 4. 8. 2. 7 قياس النبضات الغاية في القصر

يستعمل مداخل مايكلسون لقياس النبضات القصير جداً و يعرف عندئذٍ بما يسمى بالمرابط (correlator) و الذي يوضح الشكل (2. 32) مبدأ عمله. لقد حل المرابط مشكلة قياس النبضات القصيرة جداً و التي هي من رتبة عشرات البيكوثانية إلى حوالي عشرات الفمتوثانية حيث تعتبر هذه النبضات أسرع بكثير من استجابة الكواشف التقليدية و بالتالي لايمكن قياس عرضها باستعمال تلك الكواشف.



الشكل (2. 32): الشكل العام للمرابط الذاتي

يعتمد عمل المرابط على قياس نموذج الشدة للنبضات الناتجة أما عن ترابط (تداخل) نبضتين مختلفتين (تربط تقاطعي) أو نبضتين متشابهتين (ترابط ذاتي) و من ثم حساب عرض هذا النموذج (النبضة الناتج) و هو عرض مكاني و الحصول منه على العرض الزماني للنبضة بتقسم العرض على سرعة الضوء. سيعتمد في هذه الفقرة و للتبسيط القياس بمبدأ الترابط الذاتي. إذاً عندما ترد النبضة إلى مقسم الحزمة سوف تنقسم إلى نبضتين متماثلتين تعاني إحداهما تاخراً زمنياً قدرة τ عن الأخرى نتيجة قطعها لطريق أطول، تعود النبضتين و تتحدان ضمن بلورة لاخطية ذات استجابة سريعة (بلورة المدروج الثاني التي سيتم دراسة آلية عملها لاحقاً في فصل الضوء اللاخطي) فيتحقق الارتباط الذاتي و تتولد نبضة بطول موجة يساوي نصف طول موجة الضوء الوارد عليها و تعطى شدتها I(t) من تابع الارتباط الذاتي (و الذي سيدرس لاحقاً في الفصل الأخير من هذا الكتاب) الذي يوصف بالتكامل التالي:

$$I_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \qquad [115\ .2]$$

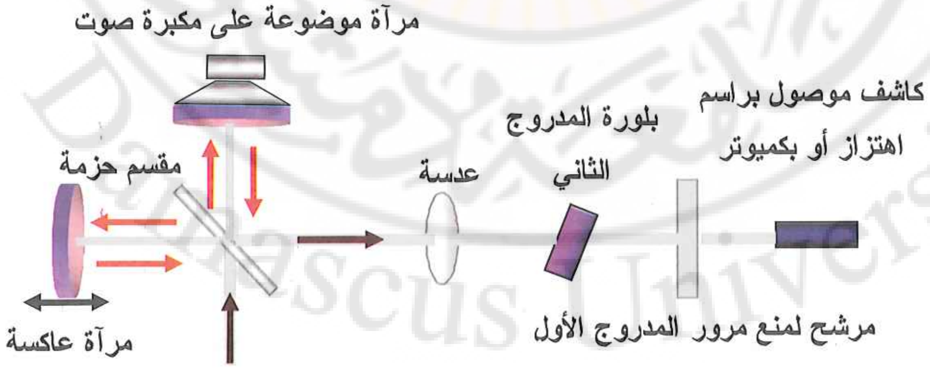
عادة يوصل الكاشف (و الذي قد يكون عبارة عن كميرا رقمية) بكمبيوتر أو بشاشة مراقبة و أول خطوة للقياس هي معايرة المرابط عن طريق تحريك المرآة المتحركة مسافة معينة و ملاحظة المسافة التي تتحركها النبضة على

الشاشة أو الكمبيوتر و من ثم تقسيم المسافة على سرعة الضوء للحصول على المحور الزمني، فإذا كان عرض متوسط النبضة المقاس هو τ_{ac} فإن عرض النبضي الحقيقي τ_p هو:

$$\tau_p = \frac{\tau_{ac}}{k} \qquad [116 .2]$$

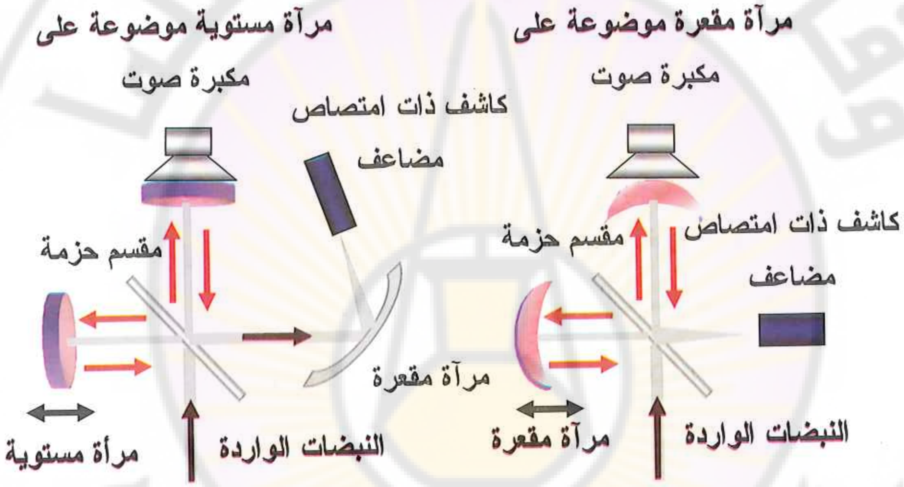
حيث k هو ثابت تتعلق قيمته بشكل النبضة، فـ $K = 1.543$ من أجل نبضات ذات الشكل $sech^2$ و $K = \sqrt{2}$ من أجل نبضات غاوسية (تابع أسي لـ e).

هناك نوعان من المرابطات الذاتية: الأول يعتمد على ارتباط نبضات مفردة حيث تكون تثبت المرآة القابلة للحركة بعد معايرتها للحصول على ترابط تام للنبضتين و يستعمل هذا النوع في حالة كون تواتر النبضات قليل جداً (بضع عشرات من الـ Hz). و الثاني يستعمل في حالة وجود قطار نبضات ذات تواتر كبير، يسمى هذا النوع من المرابطات بالمرابط متعدد النبضات و فيه تثبت المرآة المتحركة على مكبرة صوت (الشكل (2. 33)) و ترسم النبضة نقطة فنقطة من عدة نبضات متتالية حيث تكون أعلى شدة عند ارتباط قمتي النبضتين و أخفض شدة عند ارتباط بدايتي النبضتين أو نهايتيهما معاً. و للحصول على رسم أدق يجب أن يكون تواتر مكبرة الصوت أصغر بكثير من تواتر النبضات المراد قياسها (بضعة هرتزات).



الشكل (2. 33): مرابط ذاتي متعدد النبضات

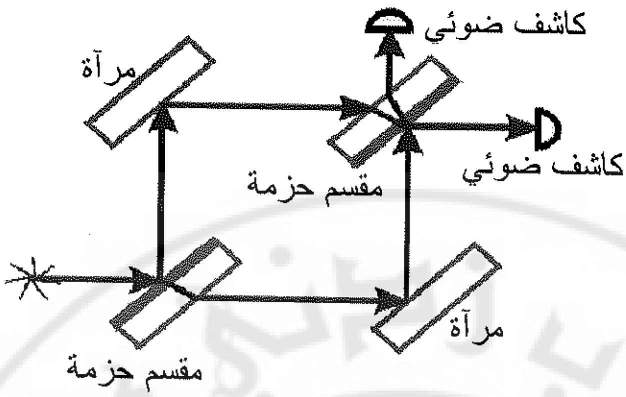
في المرابطات الحديثة تم استبدال البلورة اللاخطية الغالية الثمن والسريعة الكسر لكونها رقيقة بكواشف فجوتها الطاقية أكبر من طاقة الفوتون الوارد عليها و أصغر من ضعفي طاقته فهي تعتمد بالكشف على امتصاص فوتونين معاً عن طريق محرقة الحزمة الضوئية الخارجة من المرابط على الكاشف باستعمال مرآة مقعرة توضع قبل الكاشف (الشكل (2. 34) يساراً) أو باستبدال المرآتين المستويتين بمرآتين مقعرتين تمحرقان الحزمة مباشرة على الكاشف (الشكل (2. 34) يميناً).



الشكل (2. 34): مرابط ذاتي متعدد النبضات يعتمد على كواشف ذات الامتصاص المضاعف (امتصاص فوتونين معاً)، المرابط الأول يتألف من مرآتين مستويتين و مرآة مقعرة لمحرقة الأشعة و المرابط الثاني يتألف من مرآتين مقعرتين تمحرقان الأشعة مباشرةً.

2. 4. 9 مداخل ماك زندر (Mach - Zehnder interferometer)

وهو مشابه لمقياس مايكلسون ولكن باستعمال مقسمي موجة حيث يعمل مقسم الحزمة الأول على تقسيم الحزمة الضوئية إلى حزمتين ضوئيتين تسيران في مسارين منفصلين حتى تعودا للاتحاد عند عبوريهما لمقسم الحزمة الثاني كما هو موضح في الشكل (2. 35)).



الشكل (2. 35): مقياس ماك زيندر التداخلي.

يمكن التحكم بطول الطريق الضوئي عن طريق التحكم بزاوية ميل إحدى مقسمي الموجة. يمكن قياس قرينة انكسار الهواء عند ضغط ما باستخدام المداخل عن طريق ادخال حجرة تخلية ضمن إحدى ذراعي المداخل. إن عملية التخلية سوف تؤدي إلى تغير ضغط الهواء و بالتالي تغير قرينة انكساره n داخل الحجرة حيث أن قرينة الانكسار هي تابعٌ خطيُ للضغط p أي أن:

$$n (p) = n (p = 0) + (\Delta n/\Delta p) . p \qquad [117 .2]$$

حيث أن $n (p = 0) = 1$ ولكن يمكن كتابة $\Delta n/\Delta p$ كمايلي:

$$\Delta n /\Delta p = [n (p + \Delta p) - n (p)] / \Delta p \qquad [118 .2]$$

فإذا كان d طول المسار الضوئي في الحجرة القابلة للتخلية هو حاصل جداء عرض الحجرة ℓ بقرينة الانكسار التابعة للضغط عندها بتغير الضغط في الحجرة من p إلى $p + \Delta p$ يتغير طول المسار الضوئي بالمقدار:

$$\Delta d = n (p + \Delta p) . \ell - n (p). \ell = \Delta n . \ell \qquad [119 .2]$$

وخلال عملية الإخلاء من الضغط الجوي p_o إلى الضغط p تتحرك خطوط التداخل على الشاشة عدداً من الرتب m(p) يمكن عدها.

على فرض الآن أن تغير الضغط من حيث $p + \Delta p$ إلى p سبب انزياح هدب

مضيئ واحد نتيجة تغير طول المسار الضوئي بالمقدار Δd حيث:

$$\Delta d = [m(p) - m(p + \Delta p)] \cdot \lambda \qquad [2.120]$$

و بالتالي بالاستفادة من [2. 115] و [2. 116] يكون:

$$n(p+\Delta p) - n(p) = -[m(p+\Delta p) - m(p)] \cdot \lambda / \ell \qquad [2.121]$$

وبالتعويض في [2. 117] ينتج:

$$\Delta n / \Delta p = -(\Delta m / \Delta p)\, \lambda / \ell \qquad [2.122]$$

و لكن الكمية المقاسة p_d هي الفرق مابين ضغط الهواء الجوي والضغط p في الحجرة أي أن:

$$p_d = p_o - p \qquad [2.123]$$

إذاً:

$$\Delta m / \Delta p_d = -\Delta m / \Delta p \qquad [2.124]$$

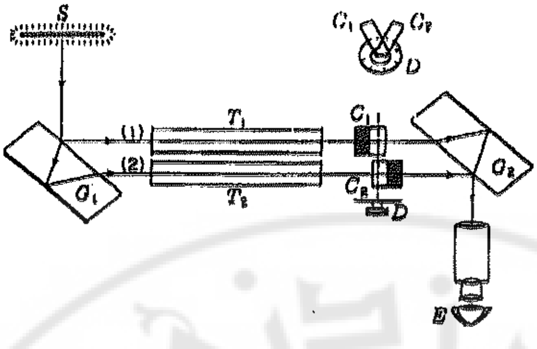
و بالتعويض في [2. 117] نجد أن:

$$n(p) = n(p = 0) + (\Delta m / \Delta p_d)\, \lambda \cdot p / \ell \qquad [2.125]$$

يمكن بسهولة حساب المقدار $\Delta m/\Delta p_d$ من ميل منحني انزياح رتبة الأهداب كتابع للضغط و منه يمكن بسهولة حساب قرينة انكسار الهواء (أو أي غاز) عند ضغط ما.

2. 4. 10 مداخل جامين (Jamin interferometer)

يستخدم مقياس جامين في إيجاد قرينة انكسار الضوء تحت ظروف مختلفة من ضغط ودرجة حرارة ورطوبة ويتكون من لوحين مستويين زجاجيين G_1 و G_2 متماثلين ومتوازيين تماماً والسطح الأمامي لكليهما نصف مفضض أما الخلفي فمفضض بشكل كامل كما في الشكل (2. 36). الشعاع الساقط على G_1 من منبع نقطي بزاوية 45 درجة يتحلل إلى مركبتين (1) و (2) يمران خلال G_2 ويتداخلان في مجال الرؤيا E.



الشكل (2. 36): مقياس جامين.

الشعاع الساقط على G_1 من منبع نقطي بزاوية 45 درجة يتحلل إلى مركبتين (1) و (2) يمران خلال G_2 ويتداخلان في مجال الرؤيا E. وضعُ الأنبوبتين T_1 و T_2 المسدودتين والمفرغتين من الهواء في مسار الشعاعين لا يحدث أي تغير في أهداب التداخل حتى يتم ضخ الغاز تدريجياً في إحداهما بشكل هادئ وتدريجي. يتم عد الأهداب المزاحة m التي تعبر نقطة معينة خلال عملية الضخ إلى أن يساوي الضغط في الأنبوب قيمة الضغط الجوي العادي و عنده من أجل طول الأنبوب ℓ يكون:

$$(n - n_0)\,\ell = m\,\lambda \qquad [126\ .2]$$

حيث n_0 قرينة انكسار الفراغ و تساوي إلى الواحد و n قرينة انكسار الهواء عند الضغط الجوي، و منه فالمعادلة السابقة تؤول إلى:

$$n = 1 + \frac{m\lambda}{\ell} \qquad [127\ .2]$$

و بهذه الطريقة يمكن حساب قرينة الانكسار لأي غاز يضخ ضمن إحدى الأنبوبتين مع بقاء الأخرى مفرغة. كما يمكن استخدام لوحين إضافيين C_1 و C_2 لمعادلة أي فرق في مسار الشعاعين (1) أو (2) ناتج عن مرور الغاز و بتزويد أحد اللوحين بمؤشر D معاير مسبقاً يمكن تعيين قرينة الانكسار المطلوب بقراءة مباشرة.

2. 4. 11 الألياف الضوئية في المداخلات

إنه من المفيد قبل دراسة استعمال الألياف الضوئية في المداخلات التعرف إلـى بنية و خواص هذه الألياف بالإضافة إلى أنواعها المختلفة.

2. 4. 11. 1 بنية الليف البصري

الليف الضوئي هو أحد أنواع موجهات الموجة (Wave-Guides) ويتألف مـن (الشكل (2. 37)):



الشكل (2. 37): يبين بنية الليف الضوئي.

أ. نواة (core) مركزية شفافة من الزجاج (أو البلاستيك) قرينة انكسارها n_1.

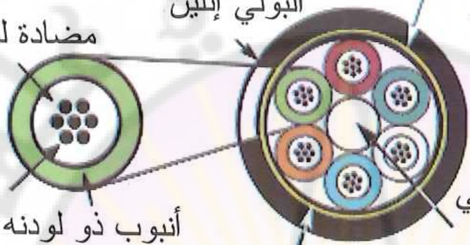
ب. قشرة (cladding) من الزجاج (أو البلاستيك) الشفاف يحيط بالنواة المركزية قرينة انكساره n_2 تحقق الشرط التالي $n_1 > n_2$.

ج. غطاء واقٍ (buffer coating) وهو عبارة عن غلاف بلاستيكي رقيق للحماية من الضرر.

يحاط الليف الضوئي أحياناً بألياف صغيرة ذات قوة شد عالية و أخف وزنا من الفولاذ تدعى ألياف كيفلر (Kevlar) لدعمه و جعله أكثر مقاومة للصدمات كما هو مبين في الشكل (2. 38. أ)، و قد تصطف مئات من هذه الألياف الضوئية معاً في حزمة واحدة يحميها غلاف خارجي ويسمى جاكيت (jacket) لتكون الكبل الضوئي كما في الشكل (2. 38. ب).



- أ -



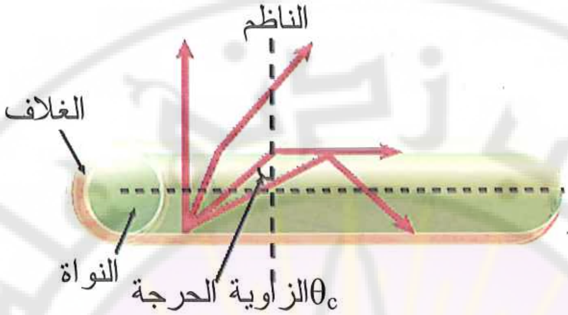
- ب -

الشكل (2. 38): أ. ليف ضوئي مدعم بألياف بوليميرية تركيبية من نوع كيفلر (Kevlar)
ب.كبل ليفي نموذجي.

2. 4. 11. 2 انتشار الضوء في الألياف الضوئية

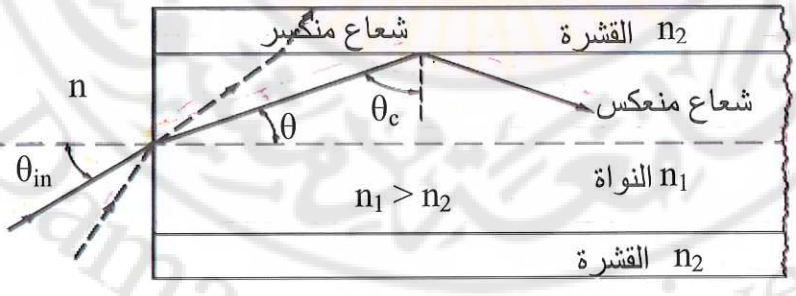
يعتمد انتشار الضوء في الليف الضوئي على ظاهرة الانعكاس الكلي، فعندما يمر الضوء من وسط أشد كسراً قرينة انكسار n_1 إلى وسط آخر أقل كسراً قرينة انكساره n_2 فسوف ينكسر على السطح الفاصل بين الوسطين مبتعداً عن الناظم، وكلما كبرت زاوية الورود ابتعد الشعاع الضوئي المنكسر ضمن الوسط الثاني (الأقل كسراً للضوء) عن الناظم. وعند قيمة معينة لزاوية الورود تسمى بالقيمة الحرجة تصبح زاوية الانكسار مساوية لـ 90^o أي يصبح الشعاع المنكسر منطبقا على السطح الفاصل بين الوسطين. إن أي زيادة في زاوية الورود عن القيمة الحرجة (الزاوية الحرجة) يؤدي إلى انعكاس كامل الحزمة الواردة داخل الوسط الأول حتى ولو كان الوسط الثاني شفافاً. وهذا مايحصل تماماً في الليف

حيث أن نواة الليف ذات قرينة انكسار أكبر بقليل من القشرة مما يسمح بوجـــود زاوية حرجة. و من ثم الأشعة التي ترد بزاوية أكبر أو تساوي الزاوية الحرجة هي التي تنتشر في الليف فقط بينما تتشتت الأشعة الأخرى كما هو مبـــين فـــي الشكل (2. 39).

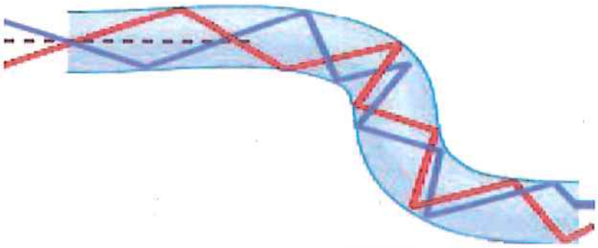


الشكل (2. 39): الزاوية الحرجة والانعكاس الكلي الداخلي.

إذاً، إذا ورد الشعاع الضوئي على نواة الليف مـــن وســـط قرينـــة انكـساره n سينكسر بزاوية θ ضمن الليف فإذا كانت هذه الزاوية أكبر من الزاوية الحرجـــة بين القشرة و النواة (الشكل (2. 40)) انعكس الشعاع الضوئي كلياً عن الـــسطح الفاصل بين القشرة والنواة ليبقى ضمن النواة وتتكرر الانعكاسات خلال انتشاره ضمن النواة عدداً من المرات (يعتمد على طول الليف) إلـــى أن يخـــرج مـــن الطرف الآخر لليف كما في الشكل (2. 41).



الشكل (2. 40): انعكاس الحزمة الضوئية التي ترد على السطح الفاصل بين القشرة و النواة بزاوية أكبر من الزاوية الحرجة.



الشكل (2. 41): مسار شعاعين ضوئيين ضمن الليف الضوئي.

تحسب عادة قيمة الزاوية الحرجة لورود الأشعة على السطح الفاصل بين القشرة والنواة من قانون سنل – ديكارت كما يلي:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90$$

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \qquad [2.\ 128]$$

و لكي تبقى الحزمة ضمن الليف يجب أن ترد الحزمة الضوئية على سطح المقطع العرضي لنواة الليف بزاوية أصغر من زاوية حدية θ_{in} تعرف بزاوية القبول لكي تكون زاوية الورود على السطح بين النواة و القشرة أكبر من الزاوية الحرجة θ_c. يمكن حساب الزاوية الحدية θ_{in} الظاهرة في الشكل (2. 40) من قانون سنل – ديكارت أيضاً كما يلي:

$$n \sin \theta_{in} = n_1 \sin \theta = n_1 \sin (90-\theta_c) = n_1 \cos \theta_c \qquad [2.\ 129]$$

و بالتالي:

$$\sin \theta_{in} = \frac{n_1 \cos \theta_c}{n} \qquad [2.\ 130]$$

و بما أن $n = 1$ للهواء عندها:

$$\sin \theta_{in} = n_1 \cos \theta_c = n_1 \sqrt{1-\sin^2 \theta_c} = n_1 \sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = n_1 \frac{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{n_1}$$

أي أن :

$$\sin \theta_{in} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad [131 .2]$$

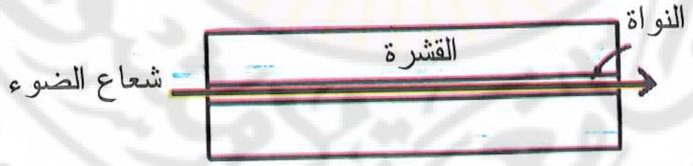
يسمى جيب زاوية القبول بالفتحة العددية لليف الضوئي و يرمز له بـ NA و يعرف بجيب الزاوية العظمى التي تستقبل نواة الليف الضوء ضمنها. يكون حقن الضوء داخل الليف أعظمياً عند استعمال عدسة تملك فتحة عددية مساوية للفتحة العددية لليف.

2. 4. 11. 3 تصنيف الألياف الضوئية

تصنف الألياف الضوئية وفقاً لمعيارين: أ. نمط الانتشار. ب. تغيرات قرينة الانكسار.

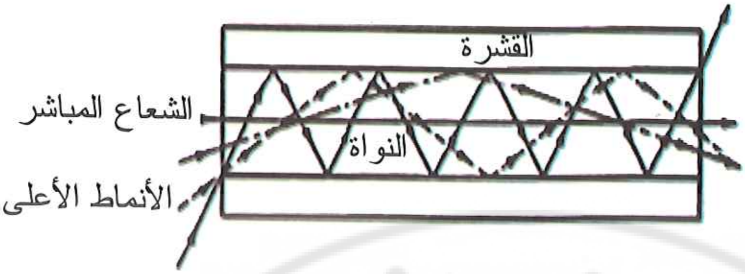
أ. نمط الانتشار: يصف مسار انتشار الضوء في الليف الضوئي فإذا كان هناك مسار وحيد لانتشار الضوء في الليف الضوئي سمي هذا الليف بوحيد النمط (Single - Mode) وإذا كان هناك أكثر من مسار لانتشار الضوء سمي بمتعدد الأنماط (Multi - Mode).

فالليف وحيد النمط له نواة ضيقة (قطرها $\leq 8\mu m$) للاتسمح إلا بانتشار شعاع وحيد أما الفرق بين قرينة انكسار نواة وقرينة انكسار القشرة فيه فهو أقل مما عليه في الليف المتعدد الأنماط وبالتالي فإن الضوء ينتقل ضمنه بشكل موازٍ للمحور و يكون تفرق الحزمة أقل كما هو مبين في الشكل (2. 42).



الشكل (2. 42) ليف وحيد النمط.

أما الليف المتعدد الأنماط و المبين بالشكل (2. 43) فيكون ذا قطرٍ كبيرٍ مقارنةً مع الليف وحيد النمط و هذا يسمح لعدد كبير من الأنماط بالانتقال ضمن الليف.

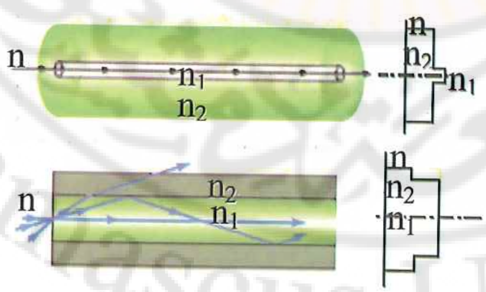


الشكل (2. 43): الليف المتعدد الأنماط.

ويتميز الليف متعدد الأنماط بسهولة التوصيل و القدرة على مقاومة الصدمات و قابلية الكسر مقارنة مع الليف و لذلك فهو أكثر انتشاراً من الليف وحيد النمط.

ب. تغيرات قرينة الانكسار مع تغير نصف قطر نواة الليف الضوئي وتصنف الألياف وفق ذلك إلى نموذجين رئيسيين:

1. ألياف الضوئية ذو قرينة الانكسار الدرجية Step-Index Fiber [SI]:
تكون قرينة انكسار النواة n_1 و قرينة انكسار الغلاف n_2 ثابتتين لا تتغيران بتغير الموضع بحيث تكون $n_1 > n_2$ محققة دوماً و يحدث تغير مفاجئ فقط عند السطح الفاصل بين القلب والغلاف. وإذا ما مثل ذلك بيانيا فستظهر التغيرات على شكل درجة وهذا هو سبب تسميتها بالألياف الضوئية ذي قرينة الانكسار الدرجية، و يمكن أن تكون الألياف ذو قرينة الانكسار الدرجية وحيد النمط أو متعدد الأنماط الشكل (2. 44).



الشكل (2. 44): ليف ضوئي ذو قرينة انكسار درجية؛ الأعلى ليف ضوئي وحيد النمط والأدنى ليف ضوئي متعدد الأنماط.

إن للألياف ذات القرينة الدرجية ثلاثة أشكال شائعة:

الشكل الأول يكون ذا نواة زجاجية مكسوة بقشرة زجاجية ذات قرينة انكسار أصغر بقليل و تتميز هذه الألياف بخسارتها القليلة وتستخدم هذه الألياف من أجل نقل معلومات بمعدلات عالية نسبيا و من أجل مسافات طويلة. يتميز الليف الزجاجي بقيمة منخفضة لفتحة النفوذ العددية (قيمة الجداء NA) فتنتج خسارات كبيرة عند الاقتران بمنبع ضوئي لكن الخسارة المنخفضة للإرسال تفوق آثار هذه المشكلة التي تعد جزئية و محددة بقيم مهملة تقريباً.

أما الشكل الثاني فله نواة من زجاج (السيليكا) مكسو بغلاف بلاستيكي. وهذه الألياف ذات خسارات أكبر من الألياف المكونة كلياً من الزجاج و لكن فتحات نفوذها العددية الأوسع و الأكبر قيمة من سابقتها تؤدي إلى زيادة الاقتران بالمنبع و بما أن هذه الميزة تفقد في الليف الطويل فإن هذا النوع من الألياف يستخدم من أجل المسارات القصيرة (بضعة مئات من الأمتار).

أما الشكل الأخير فتكون نواته بلاستيكية ذات أقطار كبيرة (من رتبة الميليمتر) مكسوة بقشرة بلاستيكية و يتميز بكبر فتحاته العددية أي بكفاءات الاقتران العالية مما يجعل هذا النوع من الألياف صالحاً للاستعمال الواسع و خاصة للمسافات القصيرة (ما دون المئة متر).

2. الألياف الضوئية ذات قرينة الانكسار المتدرجة Graded-Index Fiber:
حيث تملك نواتها قرينة انكسار متغيرة تدريجياً تبعاً للبعد عن محور الليف و يكون لها قيمة أعظمية عند محور الليف وتنخفض تدريجياً بالابتعاد عنه وعادة ما يكون الليف ذو القرينة المتدرجة متعدد الأنماط وليس وحيد النمط. يبين الشكل (2. 45) كيفية انتشار الضوء في هذا النوع من الليف. فالشعاع الضوئي المحقون ضمن الليف في جوار محور الليف ينحني مبتعداً عن الناظم كلما انتقل من منطقة ذات قرينة انكسار أكبر إلى منطقة ذات قرينة انكسار أصغر و عند

الحد الفاصل بين القشرة و النواة تتجاوز زاوية الشعاع الزاوية الحرجة فينعكس كلياً عائداً باتجاه محور الليف وينتقل الشعاع الآن من منطقة ذات قرينة انكسار منخفضة إلى منطقة ذات قرينة انكسار أعلى و هكذا ينحني مقترباً من الناظم إلى أن يصل إلى محور الليف، وعندها سيعود من جديد للعبور من منطقة أشد كسراً إلى منطقة أقل كسراً، أي عند هذه النقطة ستتكرر العملية الأولى وهكذا دواليك، فإذا كانت زاوية ورود الأشعة الضوئية صغيرة لدرجة معينة فإن الأشعة داخل الليف سوف لن تنحني بدرجة كافية لتبلغ الزاوية الحرجة عند السطح الفاصل بين القشرة و النواة و بالتالي لن تنعكس انعكاساً داخلياً كلياً عند ذلك السطح مما سيؤدي إلى فقد مثل هذه الأشعة و هذا يعني أن الأشعة الضوئية يجب أن ترد على الليف ضمن مجال زاوي محدد حتى تنتشر فيه.

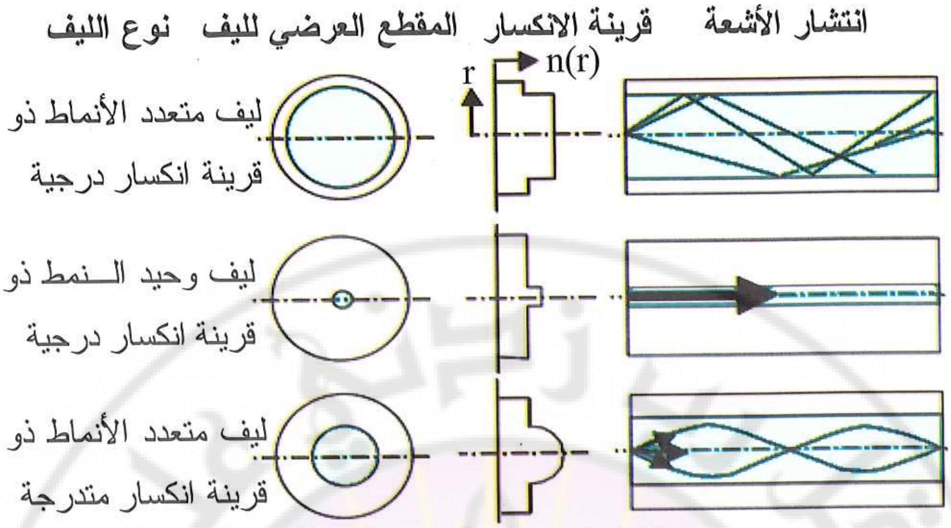


الشكل (2. 45): قرينة الانكسار المتدرجة في الليف الضوئي متعدد الأنماط.

يمكن التحكم بدرجة انحناء الأشعة الضوئية داخل هذا النوع من الألياف من خلال التحكم بتدرجات قرينة الانكسار حيث يتبع انحناء الأشعة عند كل درجة قانون سنل- ديكارت ($n_1\sin\theta_1= n_2\sin\theta_2$).

إذاً يمكن تلخيص ماسبق بأنه يوجد عملياً ثلاثة أنواعٍ من الألياف وفقاً للتصنيف المعتمد على تغيرات قرينة الانكسار (الشكل (2. 46)) و هي:

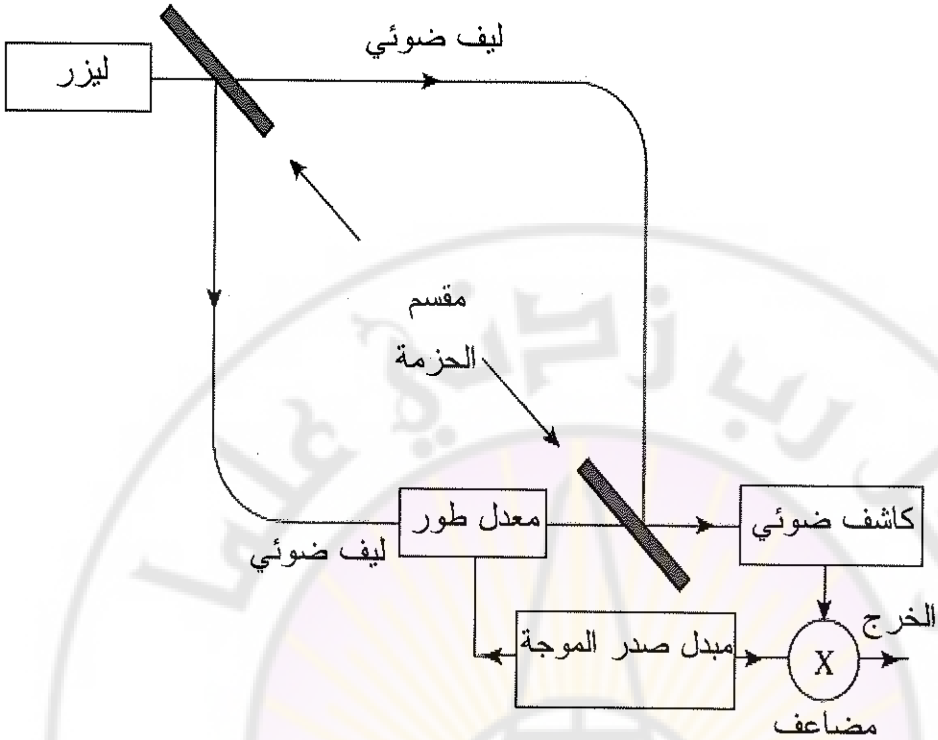
1. ليف وحيد النمط ذو قرينة انكسار درجية.
2. ليف متعدد الأنماط ذو قرينة انكسار درجية.
3. ليف متعدد الأنماط ذو قرينة انكسار متدرجة.



الشكل (2. 46): الأصناف الأساسية لليف الضوئي.

2. 4. 11. 4 استعمال الألياف الضوئية في المداخلات

تعتمد المداخلات ذات الحزمتين كما شرح آنفاً على تداخل حزمتين ضوئيتين بينهما اختلاف في الطور ناتج عن قطع الحزمتين لطريقين ضوئيين مختلفين في الهواء أو في وسط شفاف. يمكن استبدال الهواء أو الوسط الشفاف بألياف ضوئية لضمان استقرارية عالية و هو أيضاً يساعد على تجنب حساسية الحزمتين للرصف. إن بناء مداخل بسيط يعتمد على ليزر نصف ناقل مزود بليف ضوئي (و الذي بات واسع الانتشار في أيامنا الحالية) ممكن حالياً حيث يتم وصل الليف عبر موصلات خاصة بليفين ضوئيين متساويين في الطول تقريباً بحيث يسلك الضوء طريقين مختلفين و من ثم يتداخل على سطح كاشف ضوئي (الشكل (2. 47)). و كما هو معلوم فإن هذا التداخل سوف يتعلق بفرق الطور بين حزمتي الضوء المنتشرتين في طريقين مختلفين و الذي يمكن التحكم به عن طريق إضافة معدل طور مدمج في إحدى ذراعي المداخل مما يمكن من حساب طول الطريق الضوئي أو قرينة انكسار نواة الليف أو أي وسيط متغير (بارمتر) يؤثر في فرق الطور كالفرق في درجة الحرارة أو إجهاد الليف.



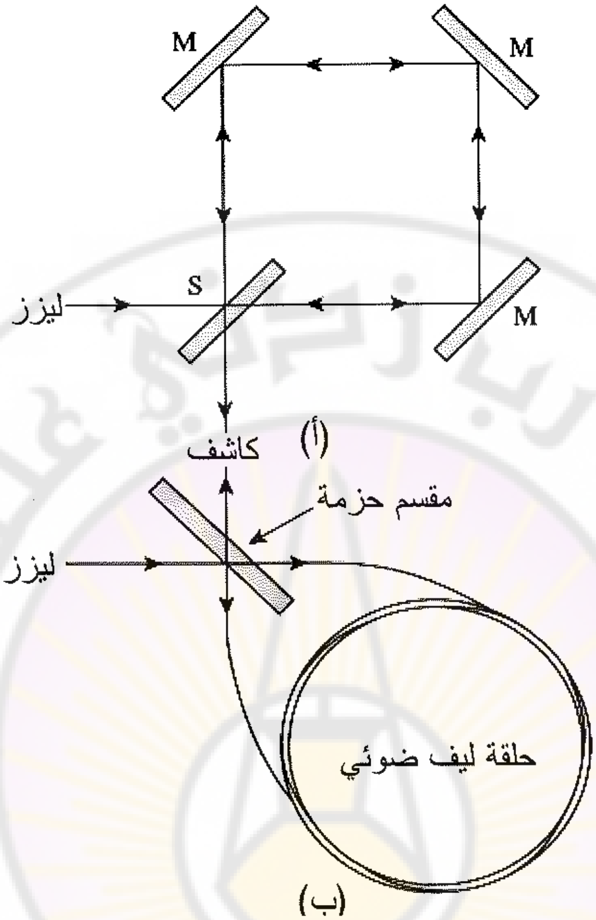
الشكل (2. 47): مداخل الليف الضوئي.

يمكن استعمال هذا النوع من المداخلات كمبدلة ضوئية حيث يمكن جعل معــدل الطور يقوم بعكس الاستقطاب بتواتر معين يــسمى تــواتر التبــديل (switch frequency) و بالتالي سيتغير الخرج بنفس التواتر بين قيمتين عظمى (تــداخل بناء) عند تماثل الأطوار و صفر أو قيمة دنيا (تــداخل هــدام) عنــد تعــاكس الأطوار.

2. 4. 12 مداخل سانياك الدائري (الحلقي)

(The Sagnac Ring Interferometer)

بنى سانياك في عام 1913 مداخله الحلقي المؤلف من ثلاث مرايا و مقسم حزمة (الشكل (2. 48. أ)) بحيث تتداخل الحزمتان الضوئيتان و اللتان تــسلكان نفــس الطريق ولكن في اتجاه معاكس في مقسم الحزمة.



الشكل (2. 48): مداخل سانياك (أ) الطراز الأول من المداخل و الذي يتكون من ثلاثة مرايا متماثلة M و مقسم حزمة s تتراكب عنده الحزمتان الضوئيتان اللتان تسلكان طريقين متعاكسين. (ب) الطراز الآخر من المداخل يعتمد على الألياف الضوئية.

و كما في بعض المداخلات المذكورة سابقاً في هذا الفصل فإن اختلالاً زاوياً صغيراً في رصف هذه المرايا سيؤدي إلى تشكل نموذج تداخل عبارة عن أهداب مستقيمة متوازية. تستخدم الألياف الضوئية في الأنواع الحديثة من مداخلات سانياك بدلاً من المرايا لإجبار الضوء على اتخاذ مسار دائري كما في الشكل ((2. 48. ب)). و لإطالة الطريق الضوئي يستخدم ليف طويل ملفوف على بكرة و عندها سيدور الضوء عدد من اللفات قبل أن يتداخل في الكاشف. يمكن

استخدام مداخل سانياك لحساب معدل الدوران حول محور عمودي على الحلقة عن طريق ملاحظة الانزياح في أهداب التداخل و الناتج عن نقصان طول أحد الطرق الضوئية (وهو الطريق الضوئي في جهة الدوران) و الزيادة في طول الطريق الضوئي الآخر (وهو الطريق الضوئي في عكس جهة الدوران) أثناء دوران الجملة (الحلقة). إن العلاقة بين معدل الدوران حول محور عمودي على الحلقة و عدد الأهداب المزاحة باعتبار أن نصف قطر اللفة الواحدة هي R و السرعة الزاوية لدوران الجملة هي Ω يمكن حسابها بدءً من الزمن اللازم حتى يقطع الضوء دورة واحدة في حالة عدم دوران الجملة و الذي يعطى بـ:

$$t = \frac{2\pi R}{u} \qquad [132 .2]$$

حيث أن $u = c/n$ هي سرعة الضوء في نواة الليف ذات قرينة الانكسار n.

لكن سرعة الضوء في الليف u' أثناء دوران الجملة بسرعة خطية v يمكن حسابها من قانون النسبية للسرعة الإضافية و الذي يعطى بـ:

$$u' = \frac{\left(\frac{c}{n} + v\right)}{\left(1 + \frac{v}{nc}\right)} \qquad [133 .2]$$

ومن أجل $v << c$ العلاقة [2. 133] تختصر إلى:

$$u' = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [134 .2]$$

وكما هو معلوم فإن $v = \pm \Omega R$ و أن الحزمة الضوئية التي تتحرك بجهة دوران تصل أسرع من الحزمة التي تتحرك بعكس جهة الدوران حيث يمكن حساب كلا السرعتين من العلاقة التالية:

$$u_{\pm} = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{c}{n} \pm \Omega R\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [135 .2]$$

إن دوران الجملة سوف يسبب زيادة في الزمن المقطـوع مـن قبـل الحزمـة الضوئية في جهة ما قدره t_+ و نقصاناً في ذلك الزمن في الجهة المعاكسة قـدره t_- و عندها سيتغير الطريق المقطوع في أية جهة من الجهتين بالمقـدار $\Omega R t_{\pm}$ بحيث يعطى طوله الكامل بالعلاقة التالية:

$$u_{\pm} t_{\pm} = 2\pi R \pm \Omega R t_{\pm} \qquad [136 .2]$$

و بالتالي الزمن في حالة الزيادة أو النقصان $t_{\pm}$ يعطى بـ:

$$t_{\pm} = \frac{2\pi R}{u_{\pm} \pm \Omega R} = \frac{2\pi R}{\frac{c}{n} \pm \frac{\Omega R}{n^2}} \qquad [137 .2]$$

والفرق بين زمن وصول الحزمتين يعطى بـ:

$$\Delta t = t_{+} - t_{-} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 - \left(\frac{\Omega R}{n}\right)^2} \qquad [138 .2]$$

عملياً إن $R^2\Omega^2 << c^2$ و بالتالي:

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} = \frac{4A\Omega}{c^2} \qquad [139 .2]$$

حيث A هي مساحة الحلقة الكلية.

فرق الزمن بين وصول الحزمتين يظهر على شكل انزياح في عـدد الأهـداب ΔN في نموذج التداخل عند الكاشف و الذي يعطى بـ:

$$\Delta N = \frac{c\Delta t}{\lambda} = \frac{4A\Omega}{c\lambda} \qquad [140 .2]$$

حيث λ هي طول موجة الضوء داخل الليـف فـي حالـة السكون. العلاقـة

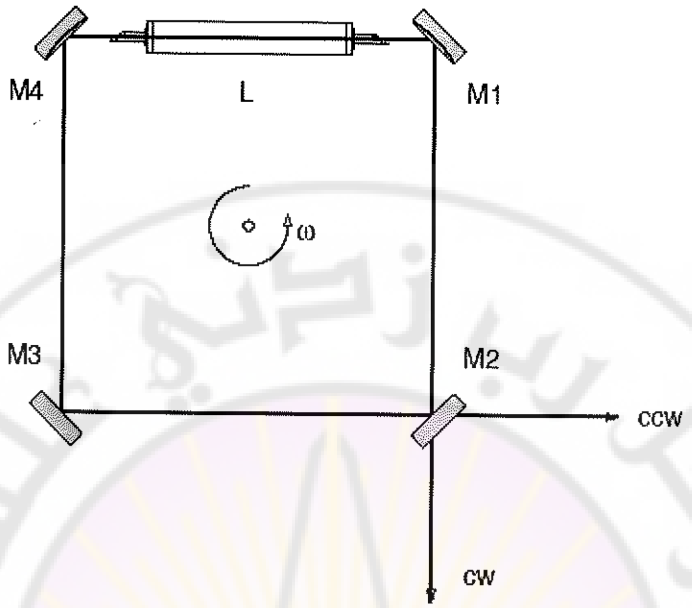
[2. 140] تشير إلى أن الانزياح في عدد الأهداب يتناسب طرداً مع المساحة A و هذا صحيح من أجل أي شكل مربع أو دائرة. وبما أن الانزياح في عدد الأهداب يتناسب طرداً مع Ω فإنه يمكن باستعمال المداخلات الحلقية قياس معدل الدوران حول محور الحلقة مباشرةً. استعمل مايكلسون و كال (Gale) في عام 1925 مثل هذا النظام لقياس معدل دوران الأرض و شرح الفرق مابين الحركة الانسحابية و الحركة الدورانية في ضوء النسبية الخاصة.

لقد تم تطوير مداخل سانياك الدائري الذي يستخدم الألياف الضوئية ليصبح آداة مفيدة لتحديد الاتجاه (جيروسكوب) على الرغم من صغر فرق الطور المقاس و الذي يبقى صغيراً حتى عند استعمال ليف طويل يحوي عدداً كبيراً من اللفات، فعلى سبيل المثال إذا ضخ ليف ضوئي نصف قطر حلقته 0.2 cm و يحوي على 1000 لفة بليزر هيلوم نيون طول موجته 632.8 nm و كانت السرعة الزاوية دوران الارض هي 15°/h و فإن فرق الطور سيساوي إلى 1.2×10^{-3} Rad و هو كما يظهر صغير جداً.

2. 4. 13 جيروسكوب الليزر الحلقي

إن جيروسكوب الليزر الحلقي هو شكل آخر من أشكال جيروسكوب سانياك و الذي تشكل فيه مرايا الحلقة مجاوبة الليزر (الشكل 2. 49) فتتولد داخل المجاوبة موجتان واحدة تدور في اتجاه عقارب الساعة والأخرى عكس اتجاه عقارب الساعة. إن دوران الحلقة سيؤدي إلى وجود فرق في التواترات بين الحزمتين المهتزتين في المجاوبة و الذي يلاحظ على شكل تغير آني في التواتر و الذي حينئذٍ بالتواتر النقري (تواتر الخفقان) أو النبضي (beat frequency). شرط الاهتزاز في هذا النوع من المجاوبات (و الذي ينتج أمواجاً تقدمية عكس المجاوبات ذات المرآتين و التي تنتج أمواجاً مستقرة) يقتضي أن يكون طول الدورة الواحدة L مساوياً لعدد صحيح من أطوال الموجة أي:

$$L = m\lambda \qquad [141\ .2]$$



الشكل (2. 49): جيروسكوب ليزر حلقي مربع يمكنه الدوران حول محوره حيث يرمز المصطلح cw إلى الحزمة التي تدور مع عقارب الساعة بينما يرمز المصطلح ccw إلى الحزمة التي تدور عكس عقارب الساعة.

إن L يمثل الطريق الضوئي في حال عدم دوران الحلقة و بالتالي فتواتر الاهتزاز ν_m لـ m نمط داخل المجاوبة يعطى بـ:

$$\nu_m = \frac{mc}{L} \qquad [142\ .2]$$

أما الطريق الضوئي للموجتين المتولدتين في المجاوبة فيتغير عند دوران الحلقة بمقدار $\pm\Delta L$ و هذا يؤدي إلى تغير في التواتر النقري (تواتر الخفقان) قدره $\Delta\nu$ بين الاهتزازتين يعطى بـ:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta t}{t_R} \qquad [143\ .2]$$

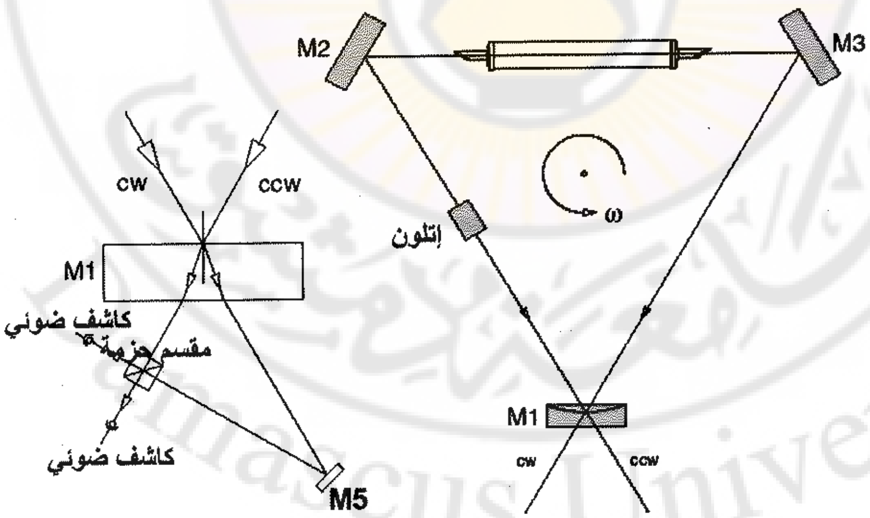
حيث أن $t_R = L/c$ هو الزمن اللازم للضوء لكي يقطع دورة كاملة ضمن الحلقة

و Δt هي نفسها المحسوبة في العلاقة [2. 136] وبالتالي:

$$\Delta\nu = \frac{4A\Omega}{\lambda L} \qquad [2.\ 144]$$

و هذا يشير إلى أن التواتر النقري $\Delta\nu$ يتعلق بالمقدار A/L مما يعني أن حساسية الجيرسكوب تتناسب مع أبعاد الحلقة.

إن حساسية التغير في التواتر باستعمال جيرسكوب الليزر الحلقي أفضل حساسية مداخل سانياك الليفي و الذي يعتمد على قياس فرق الطور بين الموجتين المتفرعتين عن منبع خارجي، فعلى سبيل المثال لو استعمل ليزر جيرسكوب حلقي على شكل مثلث متساوي الأضلاع (الشكل (2. 50)) طول ضلعه 20 cm (و بالتالي فمساحته A هي $0.017\ m^2$) و يتولد فيه ليزر هليوم– نيون طول موجته 632.8 nm فيسبب دوران الجيرسكوب بسرعة 15°/h أي بسرعة 7.3×10^{-5} rad/s (وهي سرعة دوران الأرض) فرقاً في التواتر قدره Hz 8.8 و الذي يمكن قياسه مباشرة بسهولة عن طريق أجهزة تقوم بطرح التواتر بين الإشارتين.



الشكل (2. 50): جيروسكوب ليزر حلقي على شكل مثلث متساوي الأضلاع.

وهكذا فجيرسكوب الليزر الحلقي هو أداة قياس عالية الحساسية و قد تصل دقة القياس فيه $\Delta\Omega/\Omega$ من أجل عدد كبير من القياسات إلى 10^{-8}. يوضع عادة جيرسكوب الليزر الحلقي ضمن علبة زجاجية ذات عامل تمدد منخفض (كالزجاج السيرميكي) و تكون انعكاسية مرايا المجاوب مساوية لـ % 99.9999 للحفاظ على استقرارية التواتر و يمكن أيضاً لنفس السبب إضافة قطعة ضوئية تدعى (معيار) إتلون إلى أحد الأذرع (كما هو مبين في الشكل (2. 50)) و التي هي عبارة عن مجاوب ضوئي مؤلف سطحين عاكسين يستخدم عادة للحصول على تواتر ضوئي وحيد ضمن المجاوب الليزري. لقد حل هذا النوع من الجيرسكوبات في العديد من التطبيقات مكان الجيرسكوبات التقليدية و المعتمدة على الدولاب الدوار فهو لا يحوي على أي جزءٍ متحركٍ كما أنه يمكن تثبيته مباشرة وبسهولة على العربات دون الحاجة إلى حوامل خاصة.

ومن تطبيقاته استخدامه في الملاحة الجوية والبحرية و حساب معدل دوران الأرض ورصد الزلازل و دراسات الجيوفيزياء والمد والجزر وللاختبارات الأساسية في الجاذبية والنسبية العامة الواسعة النطاق ذات الحساسية العالية.

أسئلة عامة و مسائل

2. 1 تسير موجتان ضوئيتان لهما نفس السعة و السرعة و التواتر و فرق الطور بينهما هو $\frac{\pi}{4}$ في وسط ما في نفس الاتجاه. أثبت أن محصلة تراكبهما لها نفس السرعة و التواتر.

2. 2 بيّن خصائص تراكب موجتين متعامدتان معادلتاهما:

$$y_2 = A\cos\omega_2 t \quad \text{و} \quad y_1 = A\cos\omega_1 t$$

2. 3 ماهي زاوية ميل مرآتي فرنيل إذا كان المنبع الضوئي النقطي ذو الطول الموجي 589 nm يبعد 2 m عن الشاشة التي يتكون عليها أهداب عرض كل منها 0.5 mm و المسافة العمودية بين المنبع و نقطة التقاطع هي 1 m.

2. 4 استخدم موشورا فرنيل للحصول على تداخل و كانت المسافة بين المنبع و الموشور 30 cm و بين الموشور و الشاشة 70 cm. أوجد المسافة بين هدبين متتاليين علماً بأن زاوية رأس الموشورين تساوي $1°$ و قرينة انكسار مادته 1.53 و الطول الموجي للضوء المستخدم هو 500 nm.

2. 5 يتوضع المنبع الضوئي النقطي ذو الطول الموجي 720 nm و خياله على مسافة 20 cm من الطرف الأيسر لمرآة لويد طولها 30 cm في حين توضع شاشة في تماس مع الحافة اليمنى للمرآة لتتكون عليها أهداب التداخل. احسب بعد الهدب المركزي المضيئ على الشاشة علماً بأن المسافة العمودية بين الجسم و المرآة هي 2 mm.

2. 6 أوجد المسافة بين هدبين متتالين على شاشة تبعد 10 cm عن فتحتي شقي يونغ المسافة بينهما 0.026 cm إذا كان طول موجة الضوء المستخدم هو 680 nm.

7 .2 أوجد المسافة بين شقي يونغ إذا كانت الشاشة تبعد 160 cm عن الشقين وكانت المسافة بين الهدب المركزي و الهدب المضيئ العاشر مساوية 1.2 cm و طول موجة الضوء المستخدم 580 nm.

8 .2 يزاح الهدب المركزي في تجربة شقي يونغ 36 هدباً عن موقعه الأصلي و ذلك عند وضع غشاء رقيق فوق أحد الشقين قرينة انكساره 1.4. فإذا كان الطول الموجي المستخدم في التجربة هو 500 nm فاحسب: أ. مقدار الزيادة في المسير الضوئي عند وضع الشعاع. ب. سمك الغشاء.

9 .2 استعمل مقياس فابري بيرو لقياس طول موجة ضوئية و ذلك بمقارنتها بطول موجة ثانية طولها 480 nm أقل منها بقليل فإذا حدث التطابق بين القمم العظمى عندما كان البعد بين اللوحين 1.9 mm و 2.5 mm و 3.1 mm فما هو طول تلك الموجة.

10 .2 كيف يمكن إيجاد قرينة انكسار سائل باستخدام تجربة حلقات نيوتن. أوجد قرينة انكسار سائل موضوع بين العدسة و اللوح الزجاجي في تجربة حلقات نيوتن و ذلك إذا علمت أن قطر الحلقة العاشرة تغيرت من 1.4 cm قبل وضع السائل إلى 1.27 cm بعد وضع السائل.

11 .2 إذا كان نصف قطر حلقة مضيئة ذات الرتبة m في تجربة حلقات نيوتن المضاءة بمصباح الصوديوم ذي الطول الموجي 589 nm تساوي 0.56 cm و قطر الحلقة المضيئة ذات الرتبة m + 20 هو 1.34 cm فأوجد قطر تكور(انحناء) السطح المحدب للعدسة.

12 .2 احسب طول موجة الضوء المستخدم في تجربة مداخل مايكلسون إذاعلمت أن إزاحة المرآة المتحركة مسافة 312 μm يسبب انزياحاً في رتبة أهداب التداخل بمقدار 12 هدباً.

الفصل الثالث

(الانعراج)

3. الانعراج *Diffraction*

3. 1 مقدمة

ستدرس في هذا الفصل ظاهرة أخرى من ظواهر الضوء التي تعتمد أيضاً في تفسيرها على الطبيعة الموجية للضوء و هي ظاهرة الانعراج، حيث سيتم شرح مفهوم هذه الظاهرة بنوعيها (انعراج فرانهوفر و انعراج فرنيل) و تفسيرها و البرهان من خلال دراسة تداخل سلسة كبيرة من المنابع المتصلة أن الانعراج ماهو إلا حالة عامة من التداخل (تداخل عدد كبير من المنابع). و سيعرض بقية الفصل دراسة الانعراج عن عناصر انعراج مختلفة ومن ثم دراسة لشبكات الانعراج المختلفة و تطبيقاتها.

3. 2 وصف الانعراج

يتشكل لجسم غير شفاف موضوع في منتصف المسافة بين منبع نقطي و شاشة خيالٌ معقدٌ على الشاشة مؤلفٌ من ظل الجسم و يكون محاطاً بأهداب مضيئة و أخرى مظلمة بحيث لا يشبه الشكل الناتج أي ظاهرة مدروسة في الضوء الهندسي (الشكل (3. 1)).



الشكل (3. 1): أهداب الانعراج المحيطة بخيال نابض حلزوني.

اهتم العالم Francesco Grimald في الستينيات من القرن السادس عشر بهذه الظاهرة و أطلق عليها اسم "الانعراج" و ذلك في أول بحث مفصل نُشر عن انحراف الضوء عن مساره المستقيم بعد أن لاحظ أن الضوء لا يتابع مسيره بنفس المسارات المستقيمة في حالة مروره من ثقب صغير بل ينتشر بزاوية أكبر. والى العلماء بعد ذلك اهتمامهم بظواهر الانعراج و دراسة طبيعتها و منشئها، فوجدوا أن الكثير من هذه الظواهر تؤكد الطبيعة الموجية للضوء و تظهر عند اعتراض حاجز غير نفوذ (أو غير شفاف) لجزء من صدر الموجة الضوئية مسبباً تغيراً في سعة أو طور الأجزاء النافذة من صدر الموجة و التي ينتج تداخلها على شاشة بعيدة نموذج توزع خاص لكثافة الطاقة يسمى بنموذج الانعراج؛ الذي يتألف من أهداب مضيئة تتخللها أهداب مظلمة و على عكس نموذج التداخل لا تكون هذه الأهداب متساوية في العرض. في الحقيقة لا توجد فوارق فيزيائية كبيرة بين التداخل والانعراج، فالانعراج هي حالة أعم من التداخل حيث يكون عدد الأشعة المتراكبة كبير جداً وهذا ماسيبرهن عليه لاحقاً في الفقرة (3. 2. 4).

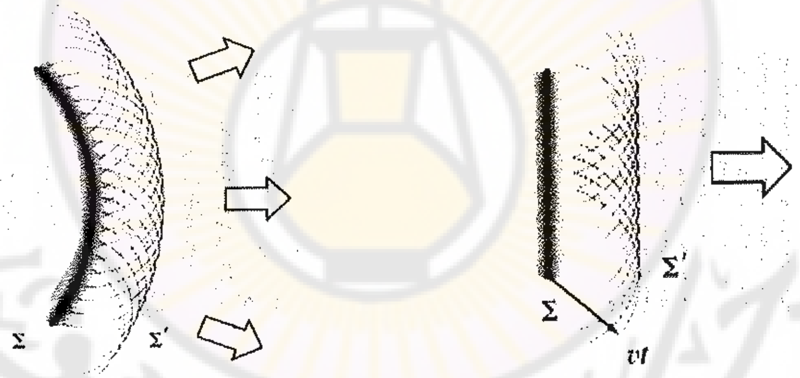
يفسر الانعراج عادةً من خلال النظرية الموجية للضوء و هذا لا يعني أنها الوسيلة الوحيدة لتفسيره فيمكن استخدام نظريات أخرى لتفسير نفس الظواهر فمثلاً يمكن استخدام مفاهيم النظرية الكمومية الجسيمية لتفسير ظواهر الانعراج الناتجة عن شبكة الانعراج (و التي هي – كما سيرى لاحقاً – تتالٍ منتظم لعناصر الانعراج (شقوق أو أسلاك...))، و لكن في هذا الفصل سيكتفى باستخدم مفاهيم النظرية الموجية الكلاسيكية للضوء لتفسير ظواهر الانعراج و الحصول على أبسط صيغ رياضية لوصفها.

إن دراسة ظاهرة الانعراج أمر بالغ الأهمية لإنها قد تؤثر سلباً على أداء العديد من الأجهزة التي تحوي على قطع ضوئية مثل العدسات و المرايا و الحواجز

(التي تحوي على شقوق كالمغالق) ....إلخ؛ فمثلاً إن حدة الخيال المتشكل عبر عدسة و مقدرة فصلها في حال إزالة كل العيوب الأخرى منها ستكونان محكومتين (أو محدودتين) بالانعراج.

3. 2. 1 مبدأ هويغنز

تفسر ظاهرة الانعراج بدءاً من مبدأ هويغنز الذي ينص على أن كل نقطة من نقاط صدر الموجة الرئيسية هي مركز لموجة ثانوية كروية، أي أن صدر الموجة الرئيسية هو عبارة عن المنحني الهندسي لتلك الأمواج الثانوية و التي تملك نفس سرعة و تواتر الأمواج الأصلية في كل نقطة من الفراغ (الشكل (3. 2)). وبما أن صدر الموجة مؤلف من أمواج ثانوية فإن انتشار أي قسم من صدر الموجة يمكن تحديده؛ وعندها فإن شكل صدر الموجة الجديد في وقت معين هو مغلف لتلك الأمواج.



الشكل (3. 2): انتشار الأمواج المستوية (على اليمين) و الكروية (على اليسار) اعتماداً على مبدأ هويغنز.

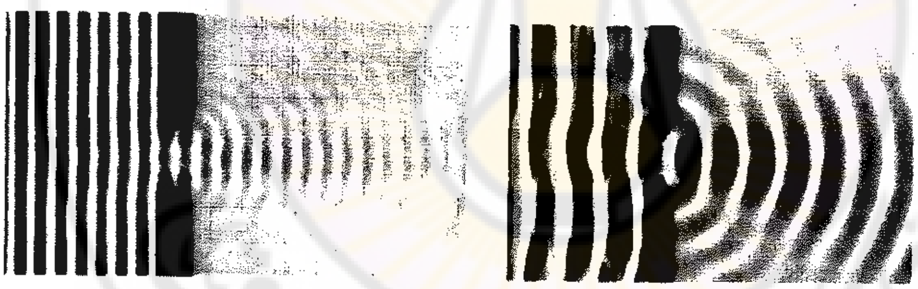
إن مبدأ هويغنز يهمل جمع أقسام الأمواج الثانوية إلا تلك التي تقع ضمن مغلف صدر الموجة و هذا ما جعله عاجزاً عن تفسير ظواهر الانعراج المختلفة. مبدأ هويغنز لا يميز أيضاً بين أنواع الأمواج المختلفة فهو يفترض نفس توزع

صدر الأمواج في كل الحالات، غير أن هذا لا يتحقق عند وجود عوائق، و هذا يخالف موجة الصوت ($\lambda \approx 68$ cm و $\upsilon = 500$ H) هي موجة طولية تنحني عندما تصادف عوائق كالأشجار أو المباني على نقيض من الموجة الضوئية التي ترد أو تتبعثر أو تمتص من تلك العوائق مشكلة ظل واضح خلفها.

3. 2. 2 مبدأ فرينل - هويغنز

ينص المبدأ على أن كل نقطة من نقاط صدر الموجة غير المعترضة من حاجز فقط تشكل في زمن لحظي مصدراً لأمواج ثانوية كروية لها نفس تواتر الموجة الأصلية بحيث تكون سعة الحقل الضوئي في أي نقطة بعدها هو تراكب لتلك الأمواج الصغيرة (بعد الأخذ بعين الاعتبار سعاتها وأطوارها).

يمكن توضيح مبدأ فرنيل – هويغنز عن طريق ملاحظة نماذج التداخل للأمواج العابرة لحاجز موضوع في حوض مملوء بسائل ما (الشكل (3. 3)) و التي يمكن تفسيرها كما يلي:



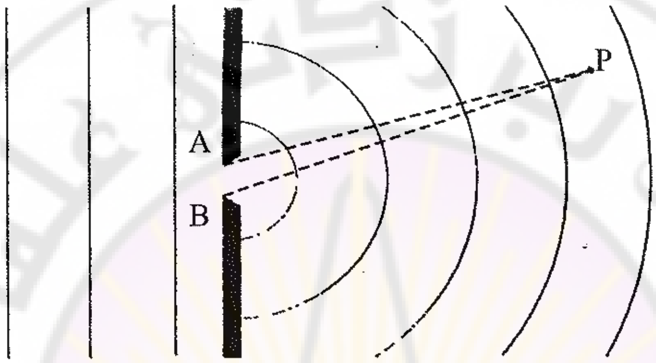
(ب) (أ)

الشكل (3. 3): الانعراج عبر فتحة مع تغير طول الموجة كما هو ملاحظ في الأمواج المنتشرة في حوض مائي؛ (أ) طول موجة أكبر من طول الفتحة ب) طول موجة أصغر من طول الفتحة.

إذا كانت كل نقطة من النقاط غير المعترضة تعمل كمنبع ثانوي مترابط عندها يعطى فرق المسير الأعظمي بين تلك المنابع في النقطة P (الشكل (3. 4)) بالعلاقة:

$$\Delta r_{max} = \left|\overline{AP} - \overline{BP}\right| \qquad [1\ .3]$$

إن $AB \geq \Delta r_{max}$ (لأنه كما هو معروف في الهندسة إن ضلع في مثلث هو اكبر من فرق الضلعين المتبقيين)، و تكون المساواة محققة فقط تنطبق P علـــى A أو B في مستوي الحاجز.



الشكل (3. 4): فرق المسير في النقطة P.

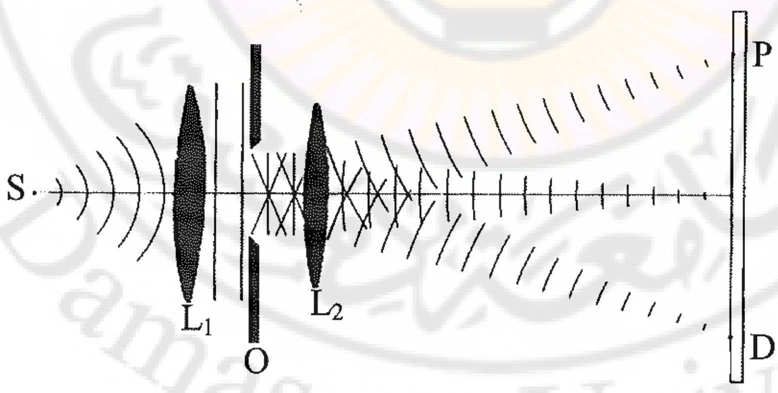
فإذا كانت $\overline{AB} >> \lambda$ عندها ستكون $\Delta r_{max} >> \lambda$ أيضاً وبما أن الأمواج منذ البداية متفقة بالطور فإنها حتماً ستتداخل بشكل بناء (الشكل (3. 3. أ)).

أما من أجل $\overline{AB} << \lambda$ فتكون المنطقة التي فيها $\Delta r_{max} >> \lambda$ (أي يكون فيها التداخل البناء) محدودة جداً (صغيرة جداً) أمام الحاجز وخارج هذه المنطقة تكون $\Delta r_{max} << \lambda$ و يحصل تداخل ولكنه هدام وتبدأ منطقة الظل (الشكل (3. 3. ب)). إن مبدأ هويغنز فرينل كان مجرد فرضيات غير كاملة وقد قام كيرشوف بتطوير نظرية أكثر دقة معتمداً على حل المعادلة التفاضلية للأمواج و على نظرية المرونة الضوئية القديمة. فقد انطلق من مبدأ فرينل واستنتج صيغة أكثر دقة لمبدأ هويغنز من النظرية الموجية ولكنها بقيت تقريباً حيث تعتبر أن فتحة الانعراج أكبر بكثير من طول الموجة العابر له و لم تأخذ بعين الاعتبار أن الضوء موجة عرضية.

3. 2. 3 انعـــراج فرانهـــوفر (Fraunhofer) و انعـــراج فرينـــل (Fresnel)

بفرض أن O حاجز عاتم يحتوي على فتحة صغيرة تضاء من منبع ضوئي بعيد جداً S، أو منبع موجود في محرق عدسة، وشاشة موازية لهذا الحاجز وقريبة منه، في ضوء هذه الشروط من السهل ملاحظة خيال الفتحة (الثقب) على الشاشة بوضوح على الرغم من وجود بعض الأهداب على المحيط الخارجي للخيال. إن تحريك الشاشة D إلى مسافة أبعد قليلاً عن الحاجز العاتم O لن يؤثر على وضوح الخيال بل سيزيد من وضوح الأهداب المحيطة به و هذه الظاهرة تسمى بظاهرة فرينل أو انعراج الحقل القريب.

أما من أجل مسافة كبيرة بين D و O فإن الشكل على اللوحة D يصبح منتشراً ويمكن أن يشابه قليلا أو لا يشابه إطلاقاً الفتحة (الثقب) المار منها الضوء، وبعد ذلك أي تحريك للشاشة إلى مسافة أبعد سيسبب تغيرات في حجم وليس في شكل نموذج الانعراج وهذا الانعراج يسمى بانعراج فرانهوفر أو انعراج الحقل البعيد الشكل (3. 5).



الشكل (3. 5): انعراج فرانهوفر.

يتحول نموذج انعراج فرانهوفر على شاشة بعيدة إلى نموذج انعراج فرينل عند:

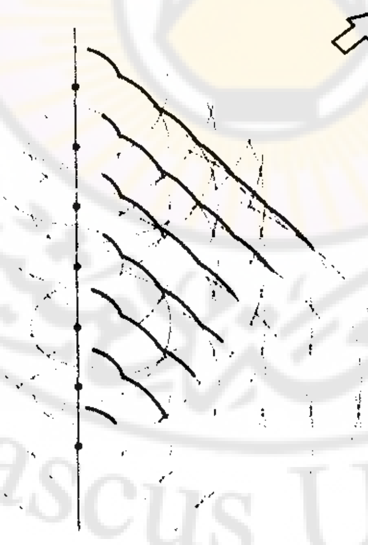
أ) إنقاص طول موجة الضوء المنعرج بحيث تكون صغيرة جداً (مقاربة للصفر) مما يجعل الخيال على الشاشة يأخذ شكل الفتحة كما هو مفروض في الضوء الهندسي.

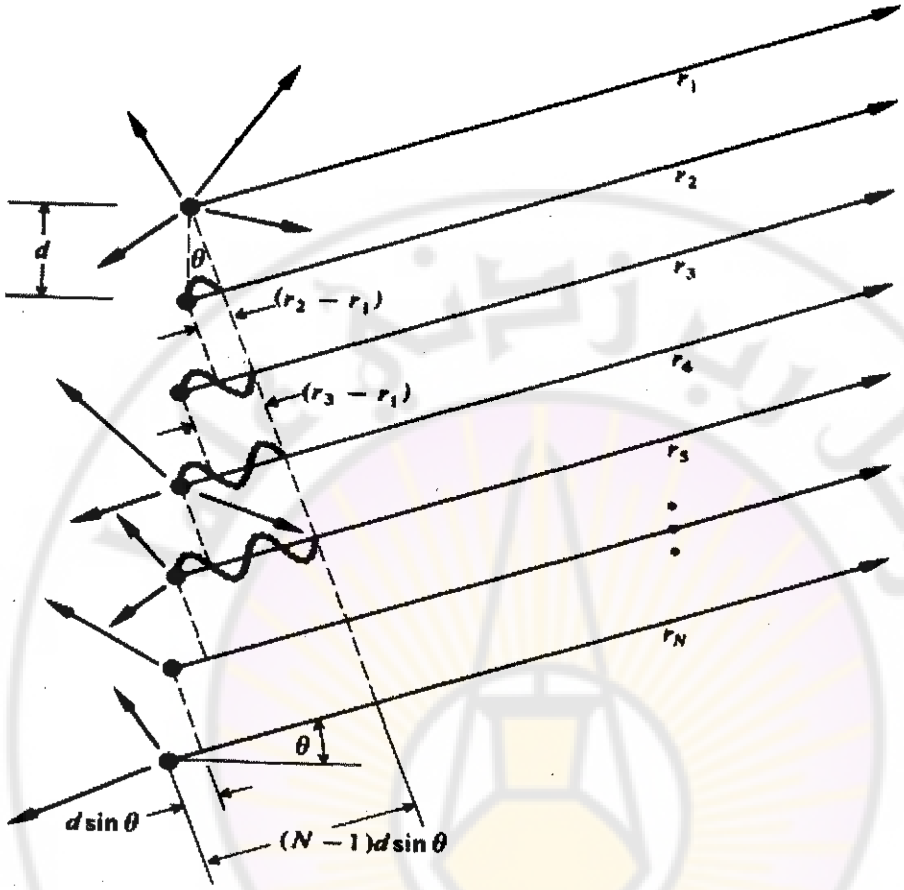
ب) اقتراب مصدر الضوء من الفتحة O في انعراج فرانهوفر بحيث يؤدي إلى عبور الأمواج الكروية للفتحة.

يمكن أن يتشكل نموذج انعراج فرانهوفر من فتحة قريبة من الشاشة و من مصدر الضوئي فقط إذا كانت الأشعة الواردة والخارجة منها هي أشعة مستوية و في حال كون مصدر الضوء والشاشة قريبين جداً من الفتحة سيتشكل نموذج انعراج فرينل.

3. 2. 4 دراسة مجموعة منابع مهتزة ومترابطة

لتكن N عدد كبير من منابع مترابطة و متوازية و متفقة بالطور تفصل بينها مسافات متساوية بحيث تلتقي الأشعة الخارجة منها بعد مسافة معينة عند النقطة P (غير ظاهرة في الشكل (3. 6)).





الشكل (3. 6): تداخل عديد الأشعة تبعاً لمبدأ هويغنز فرينل.

فإذا كان التوزع المكاني للأشعة صغيراً فإن السعات الموجية الواصلة للنقطة P تكون متساوية لأن الأشعة قد قطعت المسافة نفسها تقريباً فإن:

$$E_0(r_1) = E_0(r_2) = E_0(r_3) = \cdots\cdots = E_0(r_n) = E_0(r) \qquad [2\ .3]$$

تملك الأشعة المتداخلة في P حقلا كهربائيا هو E يعطى بالعلاقة:

$$E = E_0(r).\ e^{i(kr_1 - \omega t)} + E_0(r).\ e^{i(kr_2 - \omega t)} + \ldots + E_0(r).\ e^{i(kr_N - \omega t)} \qquad [3\ .3]$$

ومعادلة الحقل الكلي في P:

$$E_p = E_0(r).\ e^{(-i\omega t)}.\ e^{(ikr_1)}\ [1 + e^{ik(r_2 - r_1)} + e^{ik(r_3 - r_1)} + \ldots + e^{ik(r_N - r_1)}] \qquad [4\ .3]$$

حيث k هو العدد الموجي و $(r_2 - r_1)$ هو فرق المسير بين شعاعين متتاليين ويعطى بالعودة إلى الشكل (3. 3) بـ:

$$\Delta r = d \cdot \sin\theta \qquad [5 .3]$$

و فرق الطور هو من الشكل:

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta r = k \cdot d \cdot \sin\theta \qquad [6 .3]$$

أما فرق الطور بين االمنبع الأول و الأخير (الشكل (3. 3)) فهو [3. 7]:

$$\Delta\varphi_1 = k \cdot (r_2 - r_1) = \Delta\varphi$$
$$\Delta\varphi_2 = k \cdot (r_3 - r_1) = 2\Delta\varphi$$
$$\Delta\varphi_3 = k \cdot (r_4 - r_1) = 3\Delta\varphi$$
$$\Delta\varphi_{N-1} = k \cdot (r_N - r_1) = (N-1).\ \Delta\varphi$$

نعوض في معادلة الحقل الكهربائي [3. 8]:

$$E = E_0(r).\ e^{-i(\omega t)}.\ e^{i(kr_1)} \{ 1 + [e^{i(\Delta\varphi)}] + [e^{i(\Delta\varphi)}]^2 + \ldots + [e^{i(\Delta\varphi)}]^{N-1} \}$$

ولكن الجزء: $1 + [e^{i(\Delta\varphi)}] + [e^{i(\Delta\varphi)}]^2 + \ldots + [e^{i(\Delta\varphi)}]^{N-1}$ عبارة عن سلسلة هندسية مجموعها هو [3. 9]:

$$1 + [e^{i(\Delta\varphi)}] + [e^{i(\Delta\varphi)}]^2 + \ldots + [e^{i(\Delta\varphi)}]^{N-1} = [\, e^{i(N\Delta\varphi)} - 1] / [\, e^{i(\Delta\varphi)} - 1]$$

ويمكن كتابتها بشكل آخر [3. 10]:

$$[\, e^{i(\Delta\varphi N)} - 1] / [\, e^{i(\Delta\varphi)} - 1] = \frac{e^{i(N\Delta\varphi/2)} [\, e^{i(N\Delta\varphi/2)} - e^{-i(N\Delta\varphi/2)}]}{e^{i(\Delta\varphi/2)} [\, e^{i(\Delta\varphi/2)} - e^{-i(\Delta\varphi/2)}]}$$

$$= e^{i[(N-1)\Delta\varphi/2]} [\, \sin(N\Delta\varphi/2) / \sin(\Delta\varphi/2)]$$

عندها يعطى الحقل بـ [3. 11]:

$$E = E_0(r).\ e^{-i(\omega t)}.\ e^{i[kr_1 + (N-1)\Delta\varphi/2]} [\, \sin(N\Delta\varphi/2) / \sin(\Delta\varphi/2)]$$

أو

$$E = E_0(r).\ e^{-i(\omega t)}.\ e^{ik[r_1 + (N-1)\Delta r/2]} [\, \sin(N\Delta\varphi/2) / \sin(\Delta\varphi/2)]$$

ويمكن بالرجوع إلى الشكل (3. 3) ملاحظة أن R المسافة بين منتصف خط المنابع والنقطة P تساوي إلى:

$$R = [\ \tfrac{1}{2}(N-1)\ .\ d\ .\ \sin\theta\ ] + r_1 = [(N-1)\ .\ \Delta r/2\ ] + r_1 \qquad [12\ .3]$$

و بتعوض [3. 12] في معادلة الحقل الكهربائي [3. 11] يكون:

$$E = E_0(r).\ e^{i(kR-\omega t)}.\ [\ \sin(N\Delta\varphi/2) / \sin(\Delta\varphi/2)\ ] \qquad [13\ .3]$$

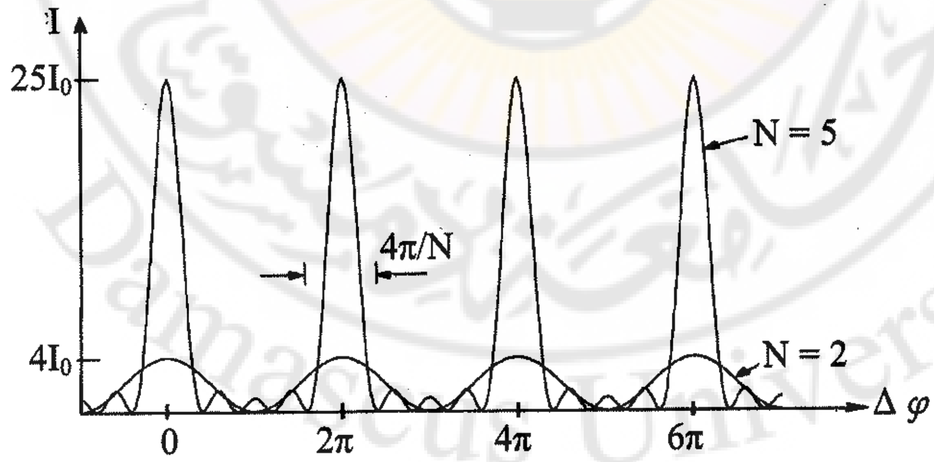
و بالتالي الشدة $I = <E\ .\ E^*>$ في هذه الحالة هي:

$$I = I_0.\ [\ \sin^2(N\Delta\varphi/2) / \sin^2(\Delta\varphi/2)\ ] \qquad [14\ .3]$$

وهي معادلة شدة الإضاءة الواردة إلى P.

$$I = I_0 \frac{\sin^2 N[(\tfrac{1}{2})kd.\ \sin\theta)]}{\sin^2 [(\tfrac{1}{2})kd.\ \sin\theta)]} \qquad [15\ .3]$$

إن البسط $\sin^2 N[(\tfrac{1}{2})kd.\ \sin\theta)]$ يتغير بشكل سريع وغير مستقر بينما المقام $\sin^2 [(\tfrac{1}{2})kd.\ \sin\theta)]$ يتغير بشكل بطيء نسبياً و بالتالي وجود الجزأين مجتمعين تحدث سلسلة من القمم الأساسية الحادة، بينها قمم صغيرة ثانوية (أعظمية) كما هو مبين في الشكل ((3. 7)).



الشكل (3. 7): نموذج تداخل عدد من المنابع الضوئية النقطية (5 و 2 = N).

شرط حصول القمم هو عندما $\Delta\varphi = 2m\pi$ حيث .... $m = 0, \pm1, \pm2,$
وبالاستفادة من العلاقة [3. 6] يكون:

$$kd\ \sin\theta_m = 2m\pi \qquad [3.16]$$

ولكن $k = (2\pi/\lambda)$ إذاً:

$$(2\pi/\lambda)\ d\ \sin\theta_m = 2m\pi \qquad [3.17]$$

أي أن الشرط يأخذ الشكل النهائي التالي:

$$d\ \sin\ \theta_m = m\lambda \qquad [3.18]$$

يكون هذا الشرط محققاً عندما يكون البعد بين المنابع d < طول موجة الضوء λ فقط من أجل القيمة $m = 0$ و بالتالي لا يوجد أي انعراج.

عند تعويض $\Delta\varphi = 2m\pi$ في العلاقة [3. 15] يحدث عدم تعيين للكسر يزال باستعمال قاعدة (L-Hospital) فيكون:

$$\lim_{\Delta\varphi\to 2\pi} [\ \sin^2(N\Delta\varphi/2)\ /\ \sin^2(\Delta\varphi/2)\ ] = N^2 \qquad [3.19]$$

عندها شدة القمة العظمى الرئيسية (الهدب المضيئ الأعظمي) تساوي إلى:

$$I = N^2\ I_0 \qquad [3.20]$$

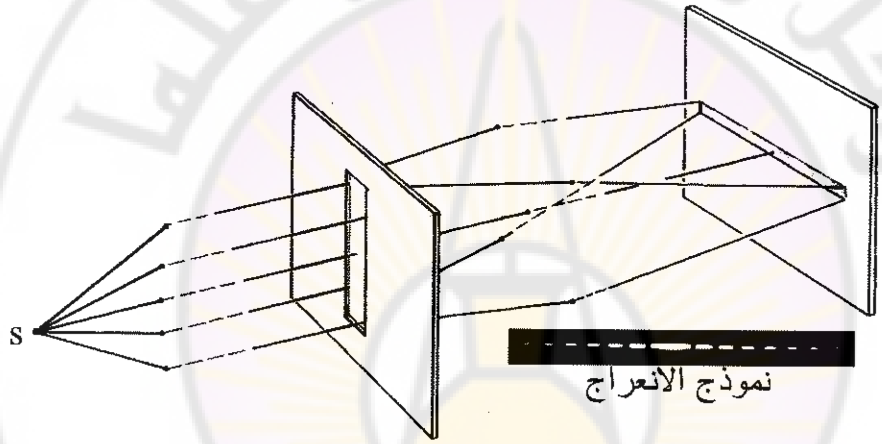
- الجملة ستشع بشكل أعظمي في اتجاه عمودي على جملة المنابع أي من أجل $\theta = 0$ أو π و $\theta = 0$ و $m = 0$.
- عندما تزداد θ تزداد $\Delta\varphi$ وتتناقص I إلى أن تصل إلى الصفر عندما $N(\Delta\varphi/2) = \pi$ وهي القمة الصغرى الأولى.

إن الدراسة السابقة تبرهن بوضوح على ماسبق ذكره في أن التداخل هي حالة خاصة من الانعراج و الذي هو عبارة عن تراكب عدد كبير من الأشعة الضوئية المترابطة.

3. 3 دراسة انعراج فرانهوفر عند شق وشقين وعدة شقوق

3. 3. 1 انعراج فرانهوفر عند شق وحيد

يمكن اعتبار جزء من صدر الموجة العابر لشق وحيد ضيق (بالاعتماد على مبدأ فرنيل – هويغنز) على أنه سلسلة من منابع ثانوية ينتج عنها أمواج كروية تكون عند تداخلها على شاشة بعيدة جداً عن مستوي الشق نموذج الانعراج (الشكل (3. 8)).



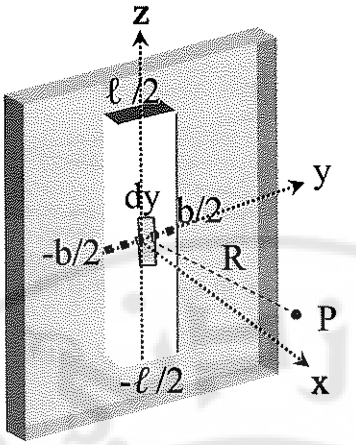
الشكل (3. 8): الانعراج عن شق عمودي ضيق و نموذج الانعراج الذي يكون بشكل عرضي .

فعلى فرض أن هناك حزمة ضوئية تعبر شقاً طوله ℓ و عرضه b، عندها يمكن تقسيم هذا العرض إلى شرائح عرض كل منها dy بحيث تمثل كل شريحة منبعاً ضوئياً نقطياً بالنسبة لشاشة بعيدة (الشكل (3. 9)).

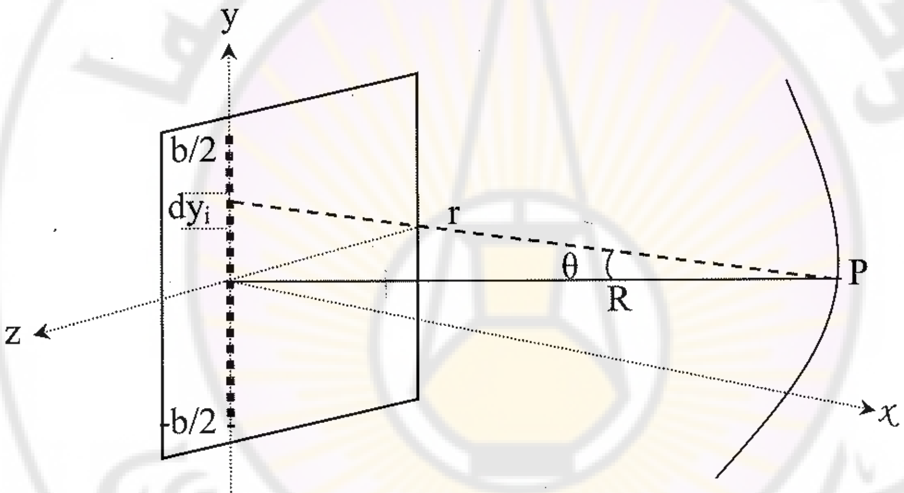
إن الحقل الكهربائي الجزئي في نقطة P على الشاشة البعيدة و الناتج عن المنابع الموجودة ضمن الطول العنصري dy (الشكل (3. 10)) يعطى بــ:

$$dE = (\epsilon_\ell / r).\ [\sin(\omega t - kr)].\ dy \qquad [21\ .3]$$

حيث (ϵ_ℓ / r) هي سعة الموجة الكروية في واحدة الطول.



الشكل (3. 9): المنابع النقطية الصادرة عن شق طويل.

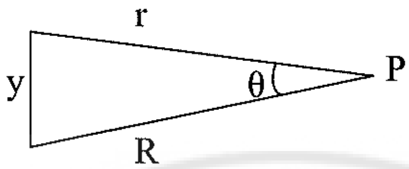


الشكل (3. 10): الأشعة الصادرة عن المنابع الثانوية.

لتكن R المسافة بين مركز الشق ذي العرض الصغير b و الشاشة، إن R >> b كون الشاشة بعيدة جداً عن سلسلة المنابع عندها r(y) تكون مساوية تقريباً لقيمتها الوسطية R وبالتالي فإن القيمة (ϵ_ℓ / r) في النقطة P تكون ثابتة لكل عناصر dy و تساوي إلى القيمة الوسطية (ϵ_ℓ / R) و منه فالحقل في P التابع للجزء التفاضلي من المنابع dy يعاد كتابته بالشكل:

$$dE = (\epsilon_\ell/R).[\sin(\omega t - kr)].dy \qquad [22 .3]$$

و باعتبار أن θ هي الزاوية بين R و r (الشكل (3. 11)) يكون:



الشكل (3. 11): العلاقة بين الزاوية θ وبين R و r.

$$r^2 = R^2 + y^2 - 2Ry.\ \sin\theta \qquad [23\ .3]$$

$$(r/R) = [\ 1 - (2y.\ (\sin\theta)/R) + (y/R)^2]^{1/2} \qquad [24\ .3]$$

وهي عبارة قابلة للنشر تسمى سلسلة ماكلوران وحلها:

$$r = R - (y.\ \sin\theta) + [(y^2/2R).\ \cos^2\theta] + \cdots \qquad [25\ .3]$$

ولكن مساهمة الحد الثالث في الحقل الكهربائي صغيرة جداً ويمكن إهمالها أي أن:

$$r = R - (y.\ \sin\theta) \qquad [26\ .3]$$

وبتعويض هذه العبارة في [3. 26] يكون:

$$E = (\epsilon_\ell /R).\int_{-b/2}^{b/2} \sin[\omega t - k(R - y\sin\theta)].\ dy \qquad [27\ .3]$$

وبإنجاز هذا التكامل:

$$E = (\epsilon_\ell\ .\ b/R).\left(\frac{\sin[(kb/2).\ \sin\theta]}{[(kb/2).\ \sin\theta]}\right).\ \sin(\omega t - kR) \quad [28\ .3]$$

ولتبسيط شكل المعادلة يفرض أن $\beta = [(kb/2).\ \sin\theta]$ عندها:

$$E = (\epsilon_\ell\ .\ b/R).\ [(\sin\beta)/\beta].\ \sin(\omega t - kR) \qquad [29\ .3]$$

وبما أن: $I = \langle E^2 \rangle$ فالشدة إذاً تحسب بتربيع العلاقة [3. 29] وأخذ القيمة الوسطية مع ملاحظة أن $\langle \sin^2(\omega t - kR) \rangle = \frac{1}{2}$ { وذلك لأنه رياضياً $\langle \sin^2\theta \rangle = \langle \cos^2\theta \rangle = \frac{1}{2}$ و $\langle \sin(\theta).\ \cos(\theta) \rangle = 0$ } عندها:

$$I(\theta) = \tfrac{1}{2}.\ (\epsilon_{\ell}\ .\ b/R)^2.\ [(\sin\beta)/\beta]^2 \qquad [30\ .3]$$

من أجل $\theta = 0$ يكون $(\sin\beta)/\beta = 1$ و عندها فإن $I(0) = \tfrac{1}{2}.\ (\epsilon_{\ell}\ .\ b/R)^2$ وهي تمثل الشدة العظمى عند المركز.

إذاً يمكن إعادة كتابة المعادلة [3. 30] كما يلي:

$$I(\theta) = I(0)\ .\ [(\sin\beta)/\beta]^2 \qquad [31\ .3]$$

وهو شكل تابع انعراج فرانهوفر عند شق وحيد و الذي يكتب عادةً على الشكل التالي (حيث أن $\text{sinc}\ \beta = (\sin\beta)/\beta$):

$$I(\theta) = I(0)\ .\ (\ \text{sinc}^2\ \beta\ ) \qquad [32\ .3]$$

و هذا التابع متناظر حول محور I من أجل أي زاوية ما θ في مستوٍ يحوي ذلك المحور.

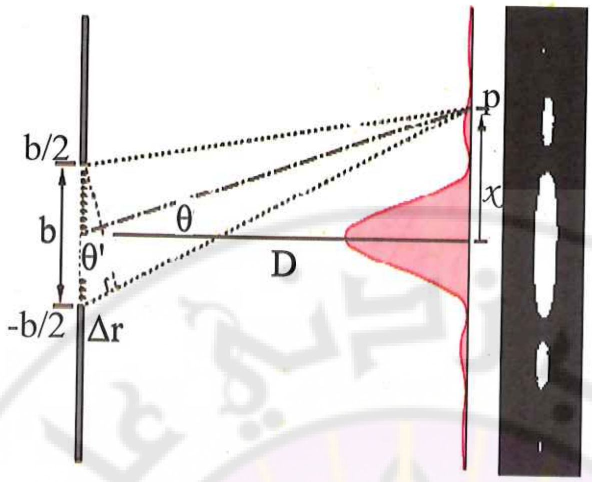
بما أن $\beta = (\pi b/\lambda)\ \sin\theta$ فإنه يمكن تمييز الحالات التالية:

- الشدة (شدة الإشعاع) تتناقص بسرعة شديدة عندما تبعد θ عن الصفر من أجل $\lambda << b$ وذلك لأن β تصبح كبيرة من أجل قيمة كبيرة لـــ b.
- تكون الشدة ثابتة من أجل كل الزوايا θ عندما $\lambda >> b$ لأن β تكون صغيرة و يمكن إلباسها بجيبيها أي $\sin\beta = \beta$ و عندها $I(\theta) = I(0)$ و لايوجد انعراج.
- يكون هناك نهايات صغرى أو عظمى عندما $dI/d\beta = 0$ (الشكل (3. 12)) أي عندما:

$$dI/d\beta = I(0)\ \frac{2\sin\beta\ (\beta\cos\beta - \sin\beta)]}{\beta^3} = 0 \qquad [33\ .3]$$

وتكون النهايات الصغرى عندما $\sin\beta = 0$ أي:

$$\beta = \pm\pi,\ \pm 2\pi,\ \pm\ 3\pi,\ \ldots \qquad [34\ .3]$$

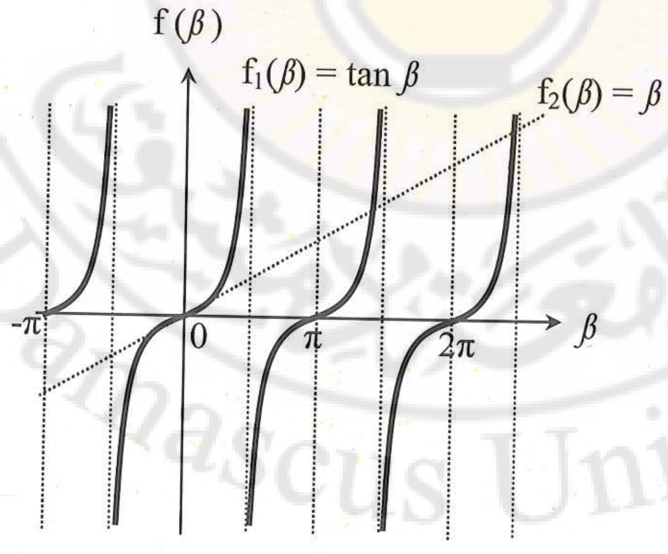


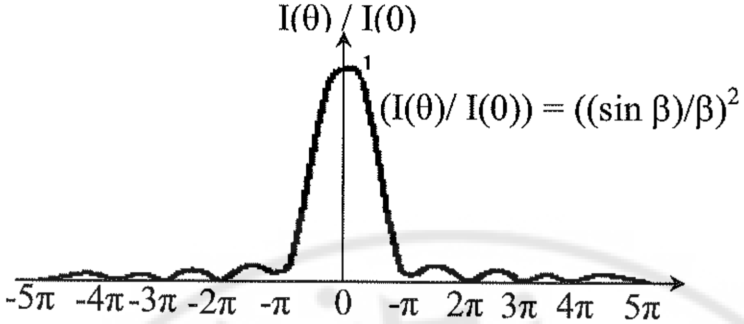
الشكل (3. 12): النهايات الصغرى و العظمى الناتجة عن الانعراج عن شق طويل.

أما العظمى فتوجد عندما $\beta\cos\beta - \sin\beta = 0$ أي:

$$\tan\beta = \beta \qquad [3.\ 35]$$

وهذا التابع المعقد يحل هندسيا برسم التابعين كما في الشكل (3. 13)؛ نقاط التقاطع هي حل للمعادلة [3. 35] و هي تمثل مواقع القمم الثانوية الأعظمية و المحصورة بين كل نهايتين صغريتين معطاتين من العلاقة [3. 34].





الشكل (3. 13):(في الأعلى) حل المعادلتين [3. 17] و [3. 17] و(في الأسفل) توزع الشدة والنهايات العظمى و الصغرى.

مسألة محلولة (3. 1): سقطت أشعة حمراء متوازية طول موجتها ($\lambda = 650$ nm) على شق وحيد وكانت المرتبة الأولى للانعراج عند الزاوية (30^0) احسب: أ) عرض الشق ب) طول موجة الضوء الذي إذا سقط على الشق بزاوية (30^0) كانت النهاية العظمى الأولى لانعراجه تنطبق على النهاية العظمى الثانية لانعراج اللون الأحمر.

الحل: أ) إن: $\beta = (kb/2).\ \sin\theta = (\pi b/\lambda).\ \sin\theta$ ولكن $\beta = m\pi$ ⇦ $b = m\lambda/\sin\theta$ ومن أجل القيم المعطية عرض الشق هو $b = 1.3\ \mu m$.

ب) تكون النهاية العظمى الثانية للون الأحمر عند $\beta = 3\pi/2$ و بتعويض هذه القيمة في العلاقة السابقة ($\beta = \pi\ b\ (\sin\theta)/\lambda$) مع العلم أن $b = 1.3\ \mu m$ يحسب الطول الموجي و هو يساوي إلى $\lambda = 433$ nm.

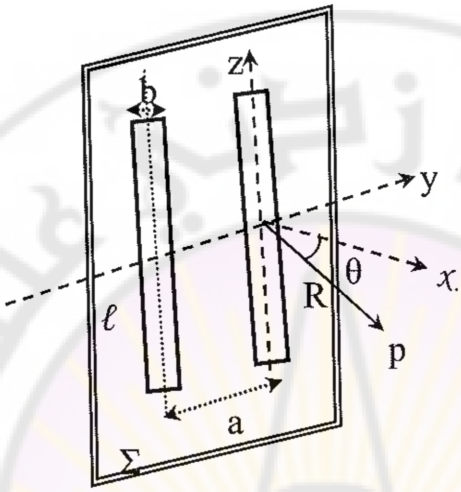
مسألة محلولة (3. 2): موجة مستوية طول موجتها (600 nm) تسقط عمودياً على شق مفرد عرضه (2 mm) احسب عرض الهدب المركزي المضيء على حاجز يبعد (2 m) عن الشق.

الحل: العرض الأصلي الزاوي لنصف الهدب المركزي هو (λ/b) في مستوي الشق أما العرض الفعلي على حاجز فيجب أن يضرب بالمسافة D أي أن:

$$R = 2r = 2D\ \lambda/b = 1.2\ \text{mm} \Leftarrow r = D\ \lambda/b$$

3. 3. 2 انعراج فرانهوفر عند شقين

على فرض أن حاجزاً يحوي شقين عرض كل منهما b والبعد بين مركزيهما هو a (الشكل (3. 14)).



الشكل (3. 14): الحاجز ذو الشقين.

نظرياً يجب أن يشكل كل شق على حدة نموذج الانعراج لشق وحيد على الشاشة O أثناء مرور الضوء من خلاله، ولكن ما يظهر فعلاً على الشاشة هو تداخل نموذجي الانعراج حيث تتراكب الإشارتان القادمتان من الشقين عند أي نقطة على الشاشة و تكونان متساويتين في السعة تقريباً ولكن ربما مختلفتين بالطور (الشكل (3. 15)) و في هذه الحالة يعطى الحقل في نقطة معينة على الحاجز بـ:

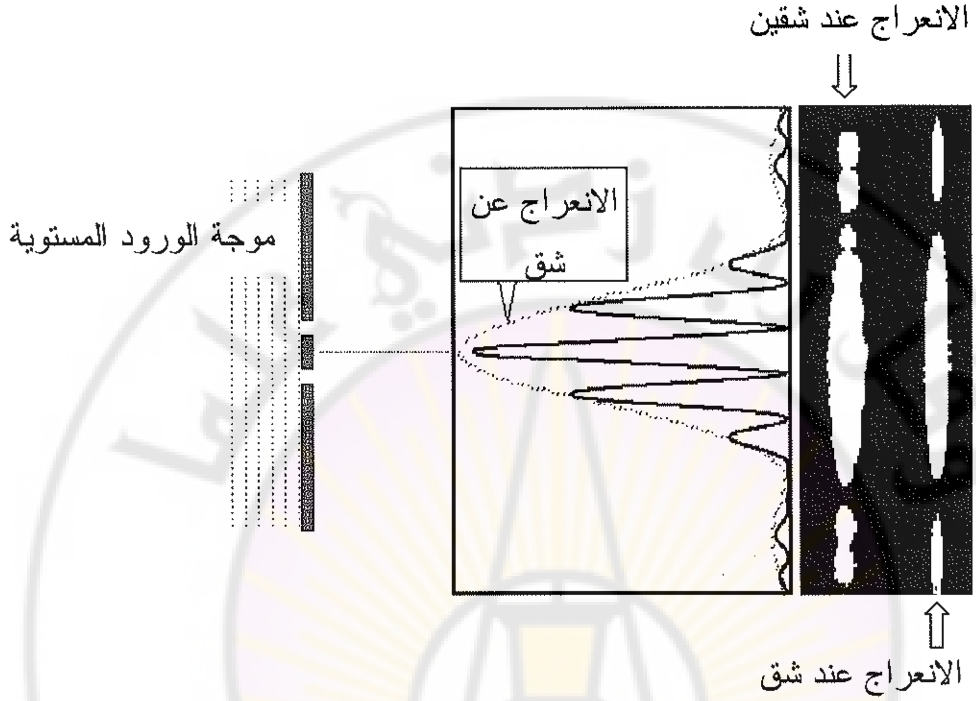
$$E = [C \int_{-b/2}^{b/2} F(y).dy] + [C \int_{a-b/2}^{a+b/2} F(y).dy] \qquad [3.\ 36]$$

حيث:

$$F(y) = \sin[\omega t - k(R - y\sin\theta)] \qquad [3.\ 37]$$

C: عامل السعة الثابت وهو يعبر عن قوة المنبع الثانوي في واحدة الطول على

المحور Y (بافتراض أنه مستقل عن y خلال كل فتحة) مقسوماً على R المقاسة من الشق حتى النقطة P وهي ثابتة.



الشكل (3. 15): نموذج الانعراج عند شقين مقارنة بنموذج الانعراج عند شق.

وبإجراء التكامل السابق نحصل على:

$$E = B.\ C\ [(\sin\beta)/\beta].\ [\sin(\omega t - kR) + \sin(\omega t - kR + 2\alpha)] \quad [38\ .3]$$

حيث: $\beta = (kb/2).\ \sin\theta$ و $\alpha = (ka/2).\ \sin\theta$ والعبارة السابقة يمكن أن تكتب كما يلي للتبسيط رياضيا:

$$E = 2B.\ C\ [(\sin\beta)/\beta].\ (\cos\alpha).\ \sin(\omega t - kR + \alpha) \quad [39\ .3]$$

وبالتربيع وأخذ الوسطي كما في حالة الشق الوحيد يكون:

$$I(\theta) = 4I_0.\ [(\sin^2\beta)/\beta^2].\ \cos^2\alpha \quad [40\ .3]$$

من أجل $\theta = 0$ يكون $\beta = \alpha = 0$ وتكون الشدة $I(0)$ مساويةً لـــ $4\ I_0$ حيث I_0

هي شدة الضوء الوارد من أحد الشقين و الرقم 4 أتى من حقيقة أن سعة الحقل هو ضعف سعة الحقل العائد إلى أحد الشقين.

إن العلاقة [3. 40] تتألف من قسمين الأول $((\sin\beta)/\beta)^2$ يمثل تابع انعراج أما الثاني $(\cos^2\alpha)$ فيمثل تابع تداخل و من أجل عرض شق صغير جداً تكون kb<<1 عندها: $[(\sin\beta)/\beta] \sim 1$ أي لا يوجد انعراج إنما فقط تداخل والعلاقة السابقة تختصر إلى علاقة شقي يونغ.

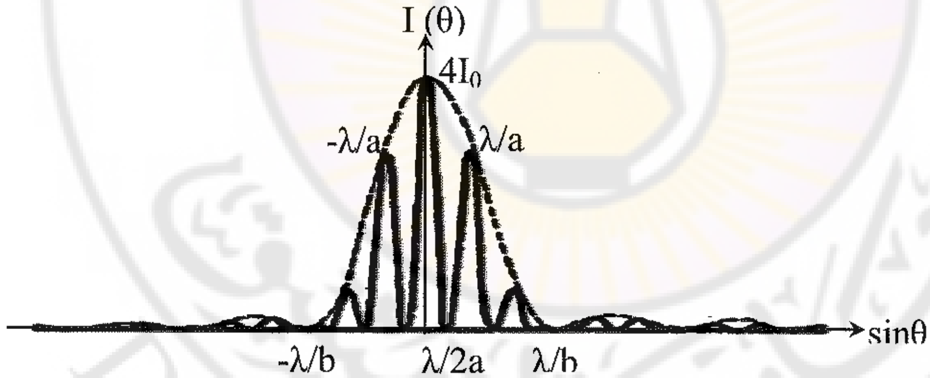
إن النهايات الصغرى للانعراج تظهر عند النقاط:

$$\beta = \pm \pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \ldots \qquad [3.\ 41]$$

بينما التداخل والنهايات الصغرى للتداخل تحصل عند:

$$\alpha = \pm \pi/2, \pm 3\pi/2, \pm 5\pi/2, \ldots \qquad [3.\ 42]$$

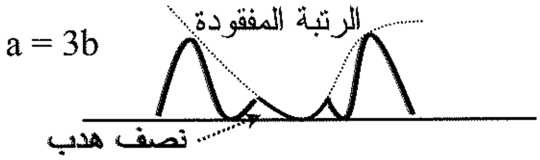
حيث أنه في هذه النقاط مساهمة الحقول الكهربائية تكون متعاكسة في الطور وتلغي بعضها بعضا (الشكل (3. 16)).



الشكل (3. 16): تابع توزع الشدة لنموذج الانعراج عن شقين و الحزم المفقودة.

تتشكل الرتب المفقودة (الشكل (3. 17)) عند قيم معينة لـ θ والتي يكون عندها التداخل أعظمياً بينما يكون الانعراج أصغرياً، أي عند تحقق الشرط التالي:

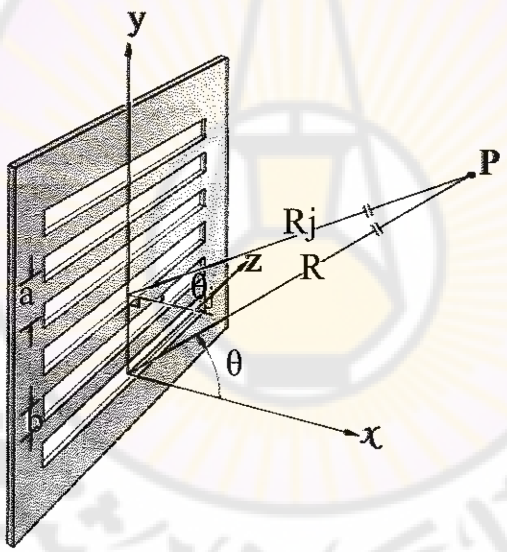
$$a = m \cdot b \quad \text{(حيث m عدد صحيح)} \qquad [3.\ 43]$$



الشكل (3. 17): الرتب المفقودة في تابع توزع الشدة لنموذج الانعراج عند شقين.

3. 3. 3 انعراج فرانهوفر عند عدة شقوق

يمكن الاستفادة من حالة الانعراج عند شقين لحساب تابع الانعراج لتوزع الحقل الكهربائي للضوء من أجل N شق متوازٍ وضيق ابتداءً من مركز الشق الأول باعتبار أن عرض كل شق هو b والمسافة بين مركزي شقين متساويين هو a (الشكل (3. 18)).



الشكل (3. 18): الانعراج عند عدة شقوق.

إن الحقل الكهربائي في نقطة ما P على الشاشة يعطى بـــ [3. 44]:

$$E = C\left[\int_{-b/2}^{b/2} F(y).dy\right] + \int_{a-b/2}^{a+b/2} F(y).dy] + \int_{2a-b/2}^{2a+b/2} F(y).dy] + \ldots \int_{a(N-1)-b/2}^{a(N-1)+b/2} F(y).dy]$$

حيث F(y) يعطى كما في حالة الشقين أي:

$$F(z)= \sin[\omega t- m(R- y \sin\theta)] \qquad [45 .3]$$

حيث كما يلاحظ من الشكل (3. 10) أن $(R- y \sin\theta) = r$.

إن المساهمة من الشق j تحسب من تكامل واحد من التكاملات السابقة مع الأخذ بعين الاعتبار أن الشق الأول هو الشق ذو الرقم (0)).

$$E_j = [C/(k\sin\theta)]. [\sin(\omega t - kR) . \sin(ky \sin\theta)- - \cos(\omega t - kR). \cos(ky \sin\theta)]_{ja-(b/2)}^{ja+(b/2)} \qquad [46 .3]$$

وبافتراض: $\theta_j \sim \theta$ والعبارة السابقة يمكن أن تكون بعد الحل كما يلي:

$$E_j = B . C [(\sin\beta)/\beta]. \sin(\omega t- kR+ 2\alpha j) \qquad [47 .3]$$

حيث $\beta = (kb/2) . \sin\theta$.

توزع الحقل الكلي و الموصوف بالمعادلة [3. 46] هو ببساطة حاصل جمع الحقول أي:

$$E = \sum_{j=0}^{N-1} E_j = \sum_{j=0}^{N-1} b. c[(\sin\beta)/\beta]. \sin(\omega t- kR+ 2\alpha j) \qquad [48 .3]$$

والذي يمكن أن يكتب كما يلي:

$$E= B. C [(\sin\beta)/\beta]. e^{i(\omega t-kR)} . \sum_{j=0}^{N-1} (e^{i2\alpha})^j \qquad [49 .3]$$

و السلسلة $\sum_{j=0}^{N-1} (e^{i2\alpha})^j$ تحل بشكل مشابه للمعادلة [3. 10] أي:

$$[1+ (e^{i\Delta\varphi})+ \ldots + (e^{i\Delta\varphi})^{N-1}] =$$

$$= (e^{i(N-1)\Delta\varphi/2}). [\sin(N\Delta\varphi /2) / \sin(\Delta\varphi /2)] \qquad [50 .3]$$

إذا فحل معادلة الانعراج عند عدة شقوق يمكن أن يكتب [3. 51]:

$$E = b. c[(\sin\beta)/\beta]. [(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)]. \sin[\omega t- kR+ (N-1)\alpha]$$

وبأخذ التربيع والوسطي فإن تابع الشدة هو:

$$I(\theta) = I_0. [(\sin\beta)/\beta]^2. [(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)]^2 \qquad [52 .3]$$

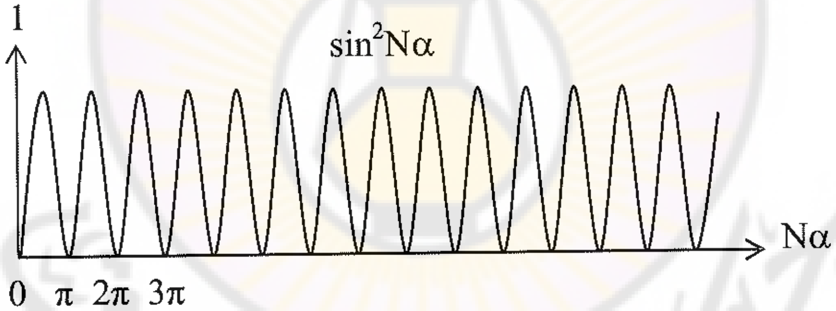
حيث I_0 شدة الضوء الوارد من كل شق من الشقوق عند $\theta = 0$ و منه فالــشدة

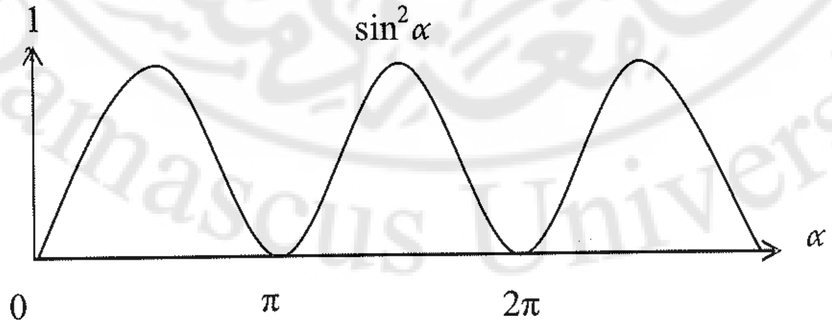
الكلية في المركز I(0) تعطى بـــ:

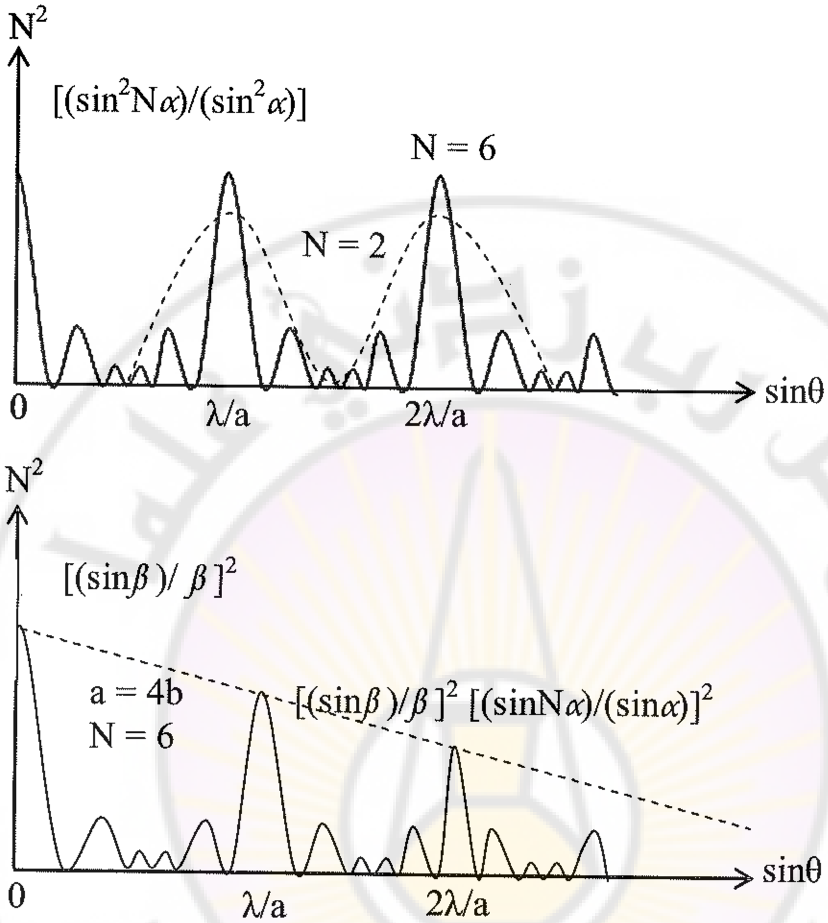
$$I(0) = N^2 I_0 \qquad [3.\ 53]$$

من الممكن استنتاج العلاقة [3. 52] بطريقة أبسط و ذلك بضرب تـــابع تـــداخل عديد الأشعة (العلاقة [3. 15]) بتابع الانعـــراج عنـــد شـــق وحيـــد (العلاقـــة [3. 31]) باعتبار أن الشقوق هي بمثابة منابع ثانوية و أن الشدة الصادر عـــن كل منبع توصف بتابع الانعراج لشق وحيد.

إن العلاقة [3. 52] تشير إلى أن كل شق من الـــشقوق يكـــوّن نفـــس نمـــوذج الانعراج (نموذج انعراج عند شق وحيد) ومن ثم تتـــداخل نمـــاذج الانعـــراج و تكون المحصلة تابع تداخل عديد الأمواج مغلف بتابع الانعراج عند شق وحيـــد وهذا ما يوضحه الشكل (3. 19) الذي يظهر نموذج الانعـــراج لـــستة شـــقوق المسافة بينها تساوي أربعة أضعاف عرض الشق.







الشكل (3. 19): نموذج الانعراج عند عدة شقوق (N = 6 ، a = 4b).

إن القمم الأعظمية كما في حالة الانعراج عند شقين تكون عندما:

$$\alpha = 0, \pm \pi \pm 2\pi, \ldots \qquad [54 .3]$$

ويكون عندها:

$$[(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)] = N \qquad [55 .3]$$

وبما أن:

$$\alpha = (ka/2)\sin\theta \qquad [56 .3]$$

فشرط النهايات العظمى يعطى بـ:

$$m\lambda = a.\sin\theta \qquad [3.57]$$

حيث $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$.

أما النهايات الصغرى تكون عندما:

$$[(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)]^2 = 0 \qquad [3.58]$$

وهذا يتحقق من أجل [3. 59]:

$$\alpha = \pm \pi/N, \pm 2\pi/N, \pm 3\pi/N, \ldots, [(N-1)\pi/N], [(N+1)\pi/N], \ldots$$

في المجال بين قمتين أعظميتين متداخلتين بشكل بناء، هناك (N-1) قمم أصغرية وبين كل قمتين أصغريتين هناك قمم ثانوية عظمى تحصل عندما يكون لـ $(\sin N\varphi)$ قيمة أعظمية أي:

$$\alpha = \pm 3\pi/2N, \pm 5\pi/2N, \ldots \qquad [3.60]$$

والشدة الضوئية عند قمم ثانوية تعطى بالعلاقة:

$$I(\theta) = I(0).\,[(\sin\beta)/\beta]^2.\,[(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)]^2$$
$$= [I(0)/N^2].\,[(\sin\beta)/\beta]^2.\,[(\sin N\alpha)/(\sin\alpha)]^2 \qquad [3.61]$$

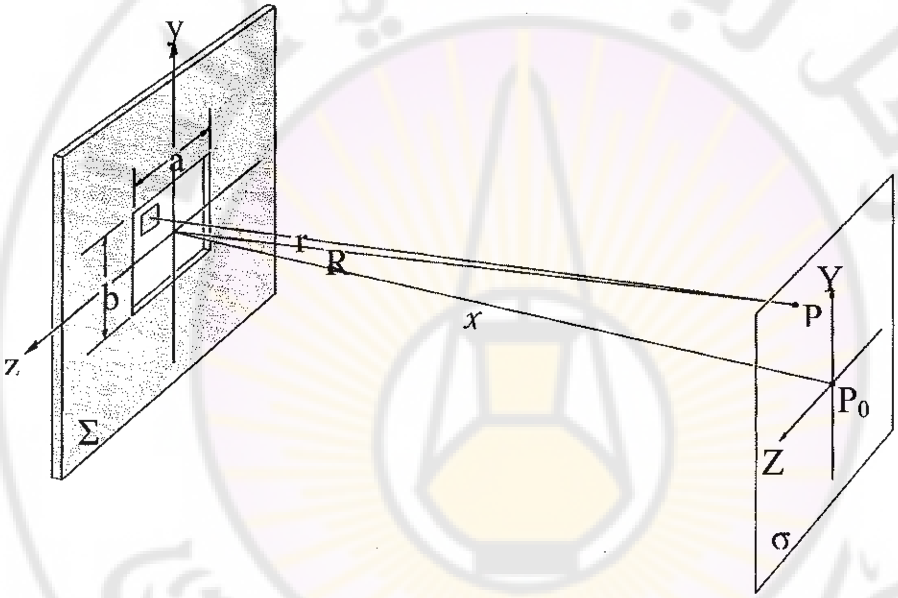
وبما أن $\sin N\alpha = 1$ و α صغيرة من أجل N كبيرة عندها $\sin^2\alpha = \alpha^2$ وعند القمة الثانوية الأولى يكون $\alpha = 3\pi/(2N)$ أي أن الشدة تكون مساوية لـ [3. 62]:

$$I \approx I(0).\,[(\sin\beta)/\beta]^2.\,[2/(3\pi)]^2 = [2/(3\pi)]^2.\,I(\theta) = (1/22).\,I_m(\theta)$$

إن تغير $[(\sin\beta)/\beta]$ صغير من أجل β صغيرة عندها: $I/I(0) \sim (1/22)$ و من أجل القمة الثانية فإن: $I/I(0) \sim (1/62)$. عند نقطة التناظر $\alpha = \pi/2$ فإن: $\sin\alpha \sim 1$ والشدة تبلغ قيمتها الأصغرية تقريبا (1/22).

3. 3. 4 انعراج فرانهوفر عند فتحة مربعة

إن دراسة الانعراج عند شق مربع مماثلة لدراسة الانعراج عند شق مستطيل مع الأخذ بعين الاعتبار نموذج الانعراج في حالة الشق المربع يكون ثنائي البعـد. و لايجاد معادلة توزع الشدة لنموذج الانعراج سيعتمد الشكل (3. 20) الذي يوضح الأشعة المنعرجة الخارجة من مستوي الفتحة المربعـة Σ و الواردة إلـى P (X,Y,Z) الواقعة على مستوي الشاشة σ.



الشكل (3. 20): الانعراج عند شق مربع.

الحقل الضوئي عند النقطة P الوارد من المنطقة ds هو:

$$dE = (\epsilon_A/R).\,(e^{i(\omega t-kr)}).\,ds \qquad [3.\ 63]$$

ولكن تعطى المسافة r بين مركز المنطقة ds و النقطة P بـــ:

$$r = [X^2+(Y-y)^2+(Z-z)^2]^{1/2} \qquad [3.\ 64]$$

وأيضاً تعطى المسافة R بين مركز الفتحة و النقطة P بـــ:

$$R= [X^2+ Y^2+ Z^2]^{1/2} \qquad [65 .3]$$

وبالتالي:

$$r = R\{ 1+ [(y^2+z^2)/R^2] - [2(Yy+ Zz)/R^2] \}^{1/2} \qquad [66 .3]$$

ولكن R كبير في الحقل البعيد بالمقارنة مع أبعاد الفتحة إذا يمكن إهمال الحد الثاني وبالنشر:

$$r = R \{ 1- [(Yy+ Zz)/R^2] \qquad [67 .3]$$

وعندها فإن الحقل الكلي عند P هو:

$$E = [\epsilon_A. (e^{i(\omega t- kR)})/R].[\iint_{\text{الفتحة}} (e^{ik(Yy+Zz)/R}). ds] \qquad [68 .3]$$

$$E = [\epsilon_A. (e^{i(\omega t- kR)})/R].[\int_{-b/2}^{b/2} (e^{ik(Yy)/R}). dy]. [\int_{-a/2}^{a/2} (e^{ik(Zz)/R}). dz] \qquad [69 .3]$$

حيث $ds = dy. dz$ فإذا فرضنا أن:

$$\beta' = (kbY)/(2R) \text{ و } \alpha' = (kaZ)/(2R) \qquad [70 .3]$$

عندها:

$$\int_{-b/2}^{b/2} (e^{ik(Yy)/R}). dy = b. (e^{i\beta'} - e^{-i\beta'})/(2i \beta')= b. [(\sin \beta')/\beta'] \qquad [71 .3]$$

$$\int_{-a/2}^{a/2} (e^{ik(Zz)/R}). dz = a. (e^{i\alpha'} - e^{-i\alpha'})/(2i \alpha')= a. [(\sin\alpha') /\alpha'] \qquad [72 .3]$$

إذا:

$$E = [A . \epsilon_A. (e^{i(\omega t- kR)})] . [(\sin\alpha')/\alpha'] . [(\sin\beta')/\beta'] \qquad [73 .3]$$

حيث أن A مساحة الفتحة المربعة. الشدة تعطى بتربيع العلاقة [3. 73] أي:

$$I (Y,Z) = I(0) . [(\sin\alpha')/\alpha']^2. [(\sin\beta')/\beta']^2 \qquad [74 .3]$$

عندما $Y = 0$ و $Z = 0$ أي في النقطة P_0 تكون $\alpha' = 0$ و $\beta' = 0$ وعندها:

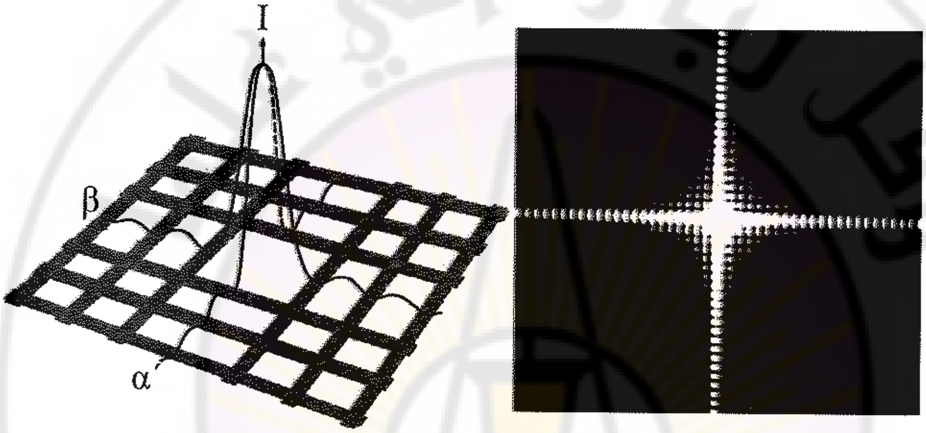
$$I (Y,Z) = I(0) \qquad [75 .3]$$

أي أن $I(0)$ هي شدة مركز الهدب الرئيسي.

وعندما α' و β' هي مضاعفات صحيحة لـــ π ما عدا القيم الصفرية أي عنـــدما تكون Y و Z أعداد صحيحة من $(\lambda R/b)$ و من $(\lambda R/a)$ على الترتيب عنـــدها:

$$I\,(Y,Z) = 0 \qquad [3.\ 76]$$

وينتج شبكة مستطيلة من الانعراج كما هو مبين في الشكل (3. 21).



الشكل (3. 21): شكل الانعراج عند شق مربع.

إن القمم الثانوية تكون موجودةً تقريباً في منتصف الطريق بين قمتين صـــفريتين عندما $\sin\beta'_k = 1$ أي من أجل:

$$\beta'_k = \pm\, 3\pi/2,\ \pm\, 5\pi/2,\ \pm\, 7\pi/2,\ \ldots \qquad [3.\ 77]$$

وأيضا عندما $\alpha' = 0$ تكون $(\sin\alpha')/\alpha' = 1$ وعندها الشدة ببساطة هي:

$$I/I(0) = 1/(\beta'_k)^2 \qquad [3.\ 78]$$

وبشكل مشابه على المحور α':

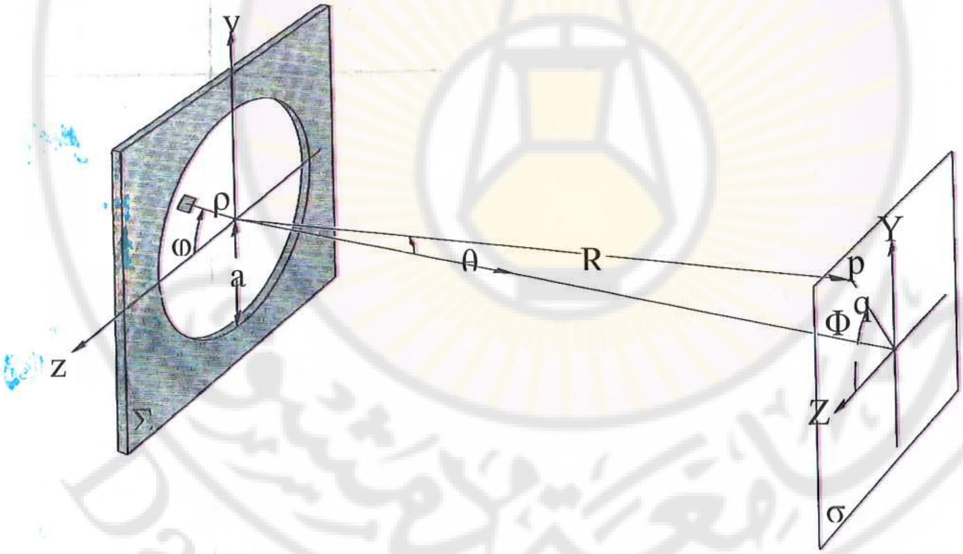
$$I/I(0) = 1/(\alpha'_k)^2 \qquad [3.\ 79]$$

إن الشدة تهبط من 1 إلى 1/22 من قيمتها العظمى عند القمة الأولى بعـــد القمـــة الرئيسية و إلى 1/62 من قيمتها العظمى عند القمة التـــي تليهـــا و إلـــى 1/122

قيمتها العظمى عند القمة التي تليها... وهكذا. تملك القمة الأولى المحيطة بالمركز حيث $(\alpha' = \pm 3\pi/2)$ و $(\beta' = \pm 3\pi/2)$ شدة نسبية قدرها $I/I(0) = (1/22)^2$.

3. 3. 5 انعراج فرانهوفر عن فتحة دائرية

انعراج فرانهوفر عن شق دائري له أهمية كبيرة في التطبيقات الضوئية و خاصة في المناظير و العدسات. يمكن دراسة نموذج الانعراج بشكل مشابه لما سبق و ذلك بدراسة توزع الحقل الكهربائي للأشعة المنعرجة في نقطة P تقع على شاشة σ بعيدة (انعراج الحقل البعيد) عن مستوي الحاجز Σ الحاوي على الفتحة الدائرية والتي تمر عبرها موجة مستوية (الشكل (3. 22)). يمكن تقريب الحاجز باستعمال عدسة دون المساس بماهية النموذج وذلك على أن تعطي العدسة كل نموذج الانعراج الناشئ عن الفتحة الدائرية.



الشكل (3. 22): الانعراج عند فتحة دائرية.

إن توزع الحقل الكهربائي للأشعة المنعرجة في نقطة P يعطى في الإحداثيات القطبية انطلاقاً من قيمته في الأحداثيات الديكارتية المعطاة بالعلاقة:

$$E = [\epsilon_A . (e^{i(\omega t - kR)})/R].[\iint_{\text{الفتحة}} (e^{ik(Yy+Zz)/R}). ds] \quad [80 .3]$$

وللانتقال إلى الأحداثيات القطبية بجب تغير المتحولات كما يلي:

$$z = \rho \cos\varphi \quad \text{و} \quad y = \rho \sin\varphi \quad [81 .3]$$

$$ds = \rho\, d\rho\, d\varphi \quad \text{و} \quad Z = q \cos \Phi \quad \text{و} \quad Y = q \sin \Phi$$

و منه يعطى توزع الحقل الكهربائي في الإحداثيات القطبية بعد التعويض في [3. 81] بـ:

$$E = [(\epsilon_A . e^{i(\omega t - kR)})/R]. \int_0^q \int_0^{2\pi} e^{i[(k\rho q/R). \cos(\varphi - \Phi)]} \rho\, d\rho d\varphi \quad [82 .3]$$

حيث التكامل السابق مستقل عن Φ ويمكن حله بالتبسيط من أجل $\Phi = 0$.

إن الجزء $\int_0^{2\pi} e^{i[(k\rho q/R). \cos(\varphi)]}$ هو تابع بيسل المألوف و هو من الشكل:

$$j_0(u) = (1/2\pi) . \int_0^{2\pi} e^{i(k\cos\upsilon)}. d\upsilon \quad [83 .3]$$

و في الحالة العامة يكتب على الشكل:

$$J_m(u) = (i^{-m}/2\pi) . \int_0^{2\pi} e^{i(\omega\upsilon + u\cos\upsilon)} . d\upsilon \quad [84 .3]$$

قيم هذا التابع موجودة في جداول من أجل أي رتبة m ومن أجل مجال واسع من قيم (u)، يمكن أن تكتب المعادلة [3. 84] كما يلي:

$$E = [\epsilon_A . (e^{i(\omega t - kR)})/R]. (2\pi). [\int_0^a j (k\rho q /R)\, \rho\, d\rho\,] \quad [85 .3]$$

و من إحدى خواص تابع بيسل أنه من أجل $m = 1$ يكون:

$$\int_b^u u' j_0(u') . du' = u\, j_1(u) \quad [86 .3]$$

و بفرض أن $W = k\rho\, q/R$ عندها $d\rho = (R/kq\, dw)$

أي أن:

$$\int_{\rho=0}^{\rho=a} j_0(k\rho\alpha /R)\, \rho\, d\rho = (R/k\alpha)^2 . \int_{w=0}^{w=k\rho q/R} j_0(w).\, w\, dw \quad [87 .3]$$

بالاستفادة من [3. 86] فإن:

$$E(t) = [\epsilon_A . (e^{i(\omega t - kR)})/R] . (2\pi a^2) . (R/kaq) . j_1(kaq/R) \quad [3.88]$$

والشدة الوسطية هي:

$$I = ½ . E. E^* \quad [3.89]$$

$$I = (2\epsilon_A^2 . A^2/R^2). \{[j_1(kaq/R)]/(kaq/R) \}^2 \quad [3.90]$$

الشدة في المركز تكون من أجل $q = 0$ فإن:

$$\{[j_1(kaq/R)]/(kaq/R) \}^2 = [1/2]^2 = ¼ \quad [3.91]$$

عندها:

$$I(0) = (\epsilon_A^2 . A^2/2R^2) \quad [3.92]$$

وهي نتيجة مشابهة لما حصل عليه في حالة الفتحة المستطيلة وعندها يكون:

$$I = I(0). \{ [2j_1(kaq/R)] / (kaq/R) \}^2 \quad [3.93]$$

وبما أن:

$$I(\theta) = I(0). \{ [2j_1(ka. \sin\theta)]/(ka. \sin\theta) \}^2 \quad [3.94]$$

إذاً يتشكل في المركز دائرة مضيئة بإضاءة أعظمية تسمى بـــ قرص Airy هي تمثل الهدب المركزي وحولها عدة أقراص مظلمة و مضيئة بإضاءة أخف تمثــل بقية أهداب الانعراج. من أجل الهدب المظلم الأول يكــون 0 = [illegible] و منــه فقيمة u بالعودة إلى الجداول تساوي إلى 3.83 من أجل ذلــك [illegible] و7.02، 10.17، ... إلخ من أجل الأهداب ذو الرتبة الأعلــى، وبمــا أن $u = kaq/R$ عندها يعطى قطر قرص Airy q_1 (المسافة من الهدب المظلم إلى مركز الهدب المضيء) بـــ:

$$q_1 = (1.22). R\lambda/(2a) \quad [3.95]$$

من أجل عدسة فيها البعد المحرقي منطبق على الشاشة أي [illegible] R عندها:

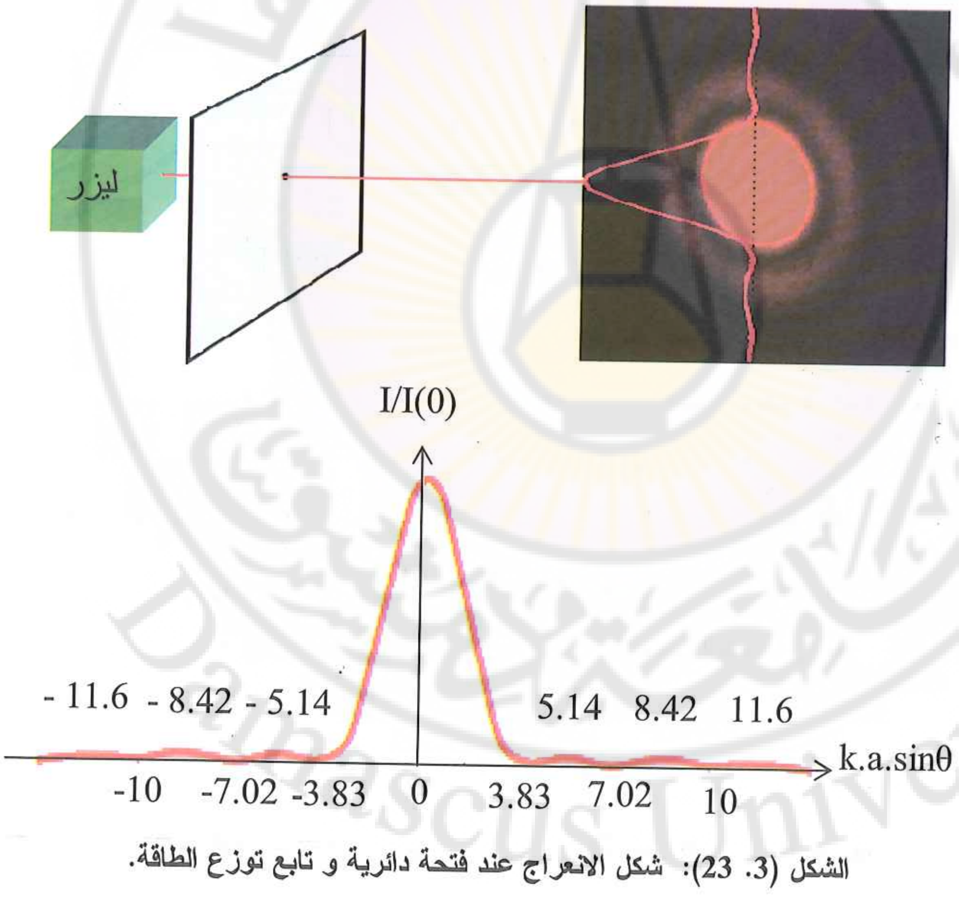
$$q_1 = (1.22).\ f\lambda/D \qquad [96\ .3]$$

حيث $D = 2a$ هو قطر الفتحة و q_1 يمكن أن يعبر عنها بأنها أصغر بعد يمكـن تمييزه.

تشاهد القمم العظمى الثانوية في المواقع التي يتحقق فيها الشرط:

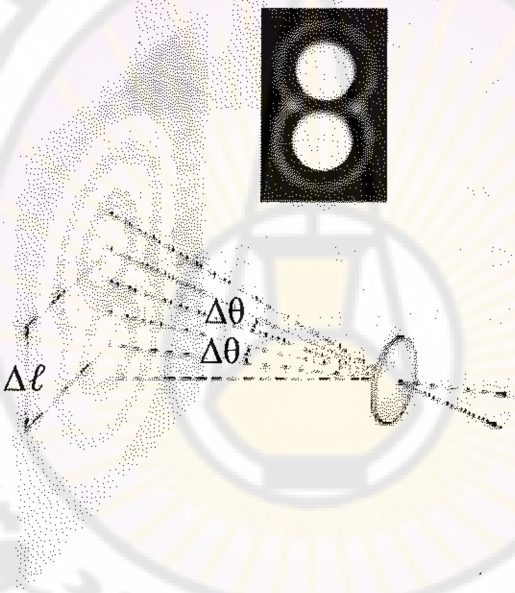
$$(d/du)\ [\ j_i(u)]/u = 0 \qquad [97\ .3]$$

والذي يوافق $j_2(u) = 0$، يمكن بالرجوع إلى الجـداول إيجـاد قـيم (kaq/R) المحققة لهذا الشرط و التي هي موافقة لـ 5.14 و 8.42 و 11.6. يبين الـشكل (3. 23) نموذج الانعراج و منحني الشدة للضوء المنعرج عن فتحة دائرية.



الشكل (3. 23): شكل الانعراج عند فتحة دائرية و تابع توزع الطاقة.

إذاً إن مرور الضوء في العناصر الضوئية التي تحوي على فتحات دائرية يؤدي إلى انعراجه بحيث تكون قطر دائرة الانعراج للهدب المركزي أكبر و عدد الاهداب المحيطة أقل كلما صغر قطر الفتحة الدائرية أو ازدادت المسافة بين العناصر الضوئية و مكان تشكل الأهداب و عليه فإن الخيال المتشكل عبر العدسات يعاني انعراجاً فتبدو أبعاده في بعض الأحيان أكبر من القيمة التي يمكن حسابها باستعمال قوانين الضوء الهندسي و هذا مايحدث عند رصد النجوم البعيدة؛ فعند رصد نجمين متقاربين يتشكل للنجمين خيالين في مستوي المشاهدة يمثلان قرصي Airy (الشكل (3. 24)).



الشكل (3. 24): الفصل مابين كوكبين قريبين يرصدان بتلسكوب واحد.

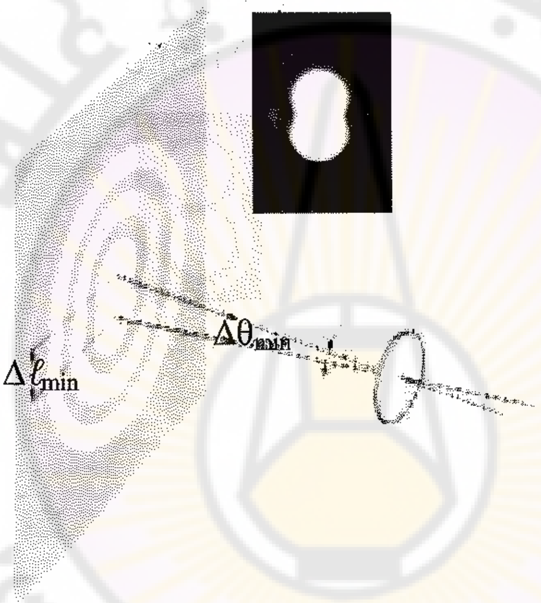
يمكن لهذين القرصين أن يتراكبا فإذا كانت المسافة بين مركزيهما أقل من قطر الانعراج الموضح بالعلاقة [3. 94] عندها يصعب تميزهما فيشاهدان و كأنهما نجم واحد. و بالتالي فللتمييز بين نجمين أو جسمين يرصدان من خلال عدسة بعدها المحرقي f يجب أن تكون القيمة الدنيا للمسافة الزاوية $\Delta\theta_{min}$ و التي تمثل

مقدرة الفصل الزاوي تساوي إلى:

$$\Delta\theta_{min} = (1.22).\ \lambda\ /D \qquad [3.\ 98]$$

وبما أن $\sin(\Delta\theta_{min}) = \Delta\theta_{min} = q_1/f$ حيث أن $\Delta\theta_{min}$ صغيرة، عندها تعطى أصغر مسافة خطية بين مركزي جسمين لكي يمكن التمييزبينهما عند استعمال تلك العدسة بـــ (الشكل (3. 25)):

$$\Delta\ell_{min} = (1.22).\ f.\ \lambda/D \qquad [3.\ 99]$$



الشكل (3. 25): أصغر مسافة خطية بين مركزي جسمين لكي يمكن التمييزبينهما.

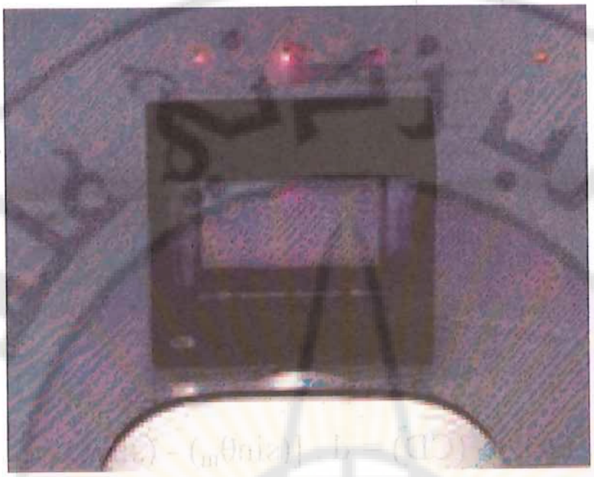
مسألة محلولة (3. 3): عدسة مجمعة قطرها (3 cm) وبعدها المحرقي (f = 20 cm): أ) ماهو الفصل الزاوي لجسيمين نقطيين حتى يمكن تمييزهما على فرض أن طول موجة الضوء المستعمل هو 550 nm. ب) ما هو البعد بين مركزي نموذجي الانعراج في المستوي المحرقي للعدسة.

الحل: $\Delta\theta = (1.22).\ \lambda\ /D = 202\times10^{-5}\ \text{rad}$

$$(\Delta\ell)_{min} = (1.22)\ f\lambda\ /\ D = (\Delta\theta).\ F = 4400\ \text{nm} = 8\ \lambda$$

3. 4 شبكة الانعراج

تعرف شبكة الانعراج الشكل ((3. 26)) بأنها تتال منتظم من عناصر الانعراج وقد تكون هذه العناصر شقوقاً أو نقاطاً أو خطوطاً أو حواجز، والتي لها المقدرة على إنتاج تغير دوري في الطور أو السعة، أو كليهما معاً لموجة محددة واردة.



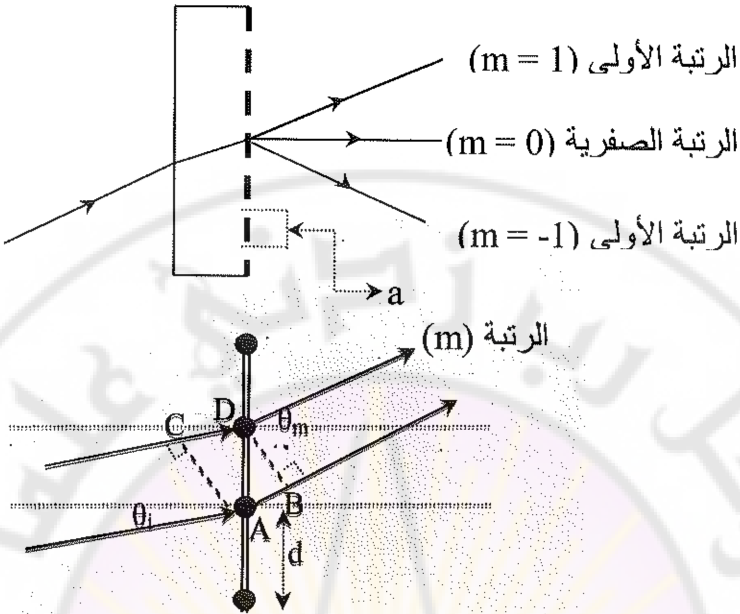
الشكل (3. 26): انعراج ليزر هليوم نيون خلال مروره من شبكة الانعراج.

3. 4. 1 أنواع شبكات الانعراج

أ- الشبكات المتعددة الشقوق: وهي إحدى أبسط شبكات الانعراج حيث تتألف من خطوط رفيعة غير شفافة (أسلاك) أو شقوق ضمن مادة غير نفوذة للضوء بحيث تتغير سعة الضوء الوارد إليها بشكل دوري نتيجة مرور جزء من صدر الموجة الضوئية عبر المناطق الشفافة و حجب الجزء الأخر من قبل المناطق غير الشفافة ولذلك يسمى هذا النوع بشبكة السعة النافذة.

ب_ الشبكة المحززة: يمكن الحصول عليها بتجريح أو تخطيط أثلام متوازية على سطح زجاجي أملس. الشق هنا يعمل على بعثرة الضوء الوارد عليه وإذا كان الجسم المستخدم شفافاً فإن سعة الموجة عن كل شق لا تتأثر كثيراً لدى مرورها عبر الشبكة وبالتالي يؤدي تغير الطريق الضوئي عبر الشبكة إلى تغير

الطور وهذا النوع من الشبكات يسمى بشبكة الطور النافذ الشكل (3. 27).



$$(AB) - (CD) = d\ .\ [(\sin\theta_m) - (\sin\theta_i)]$$

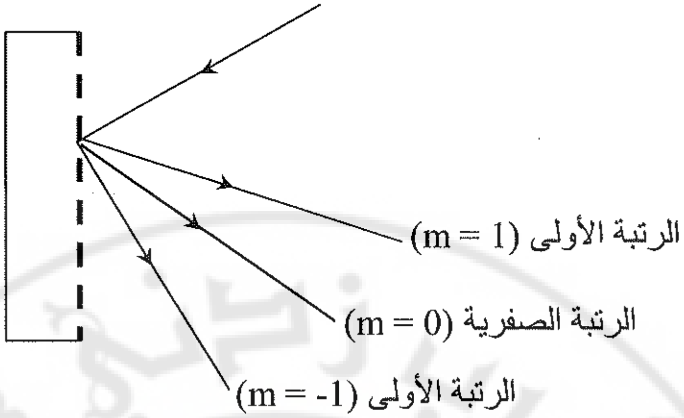
الشكل (3. 27): شبكة الانعراج في حالة النفوذ.

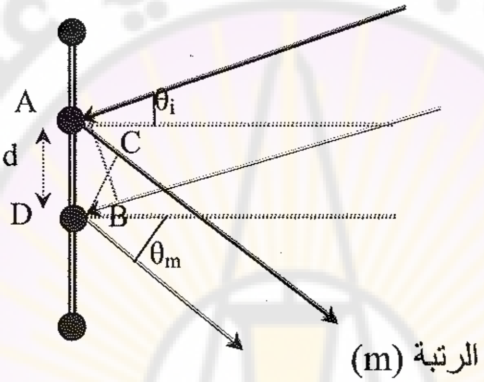
جـ - الشبكات العاكسة: التي تعمل بالانعكاس حيث أن جميع الأشعة المنعكسة تلتقي في نقطة a بأطوار محددة وبتداخل هذه الأشعة يحدث نموذجاً مشابها للنموذج الحاصل في حالة النفوذ، وهذا النوع من الشبكات يسمى: شبكة الطور المنعكس الشكل (3. 28) و مثال عليها طبقات رقيقة من الألمنيوم المرسب على صفائح من الزجاج المستوية بسماكات مختلفة ينتج عنها عدة انعكاسات.

في حالة الانعراج عند عدة شقوق وكما ذكر سابقاً إن:

$$d\,(\sin\theta_m) = m\,\lambda \qquad [3.\ 100]$$

والتي تسمى معادلة الانعراج في حالة كون الورود ناظمياً على السطح حيث m هي رتبة القمم المتداخلة و θ_m زاوية الانعراج التي تتجمع وفقها الأشعة.





$$(AB)-(CD) = d.\ [(\sin\theta_m)-(\sin\theta_i)]$$

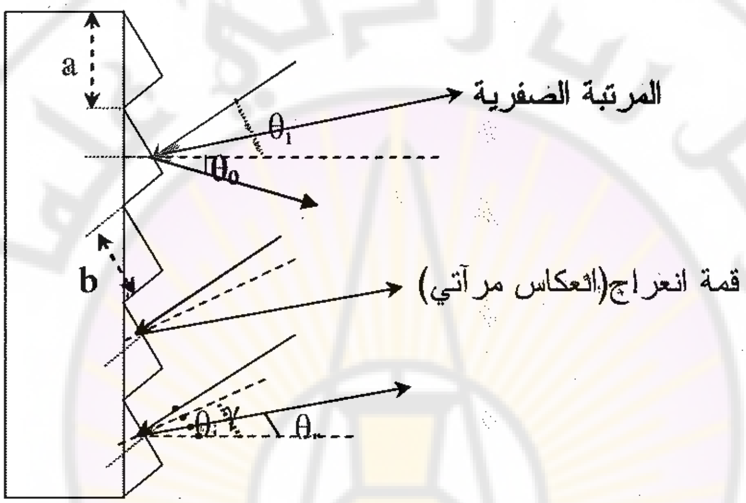
الشكل (3. 28): شبكة الانعراج في حالة الانعكاس.

وفي حالة أعم، من أجل زاوية ورود غير ناظمية تصبح معادلة الانعراج، المحققة في كلتا الحالتين (الانعكاس والنفوذ)، كما يلي:

$$d\ [(\sin\theta_m) - (\sin\theta_i)] = m\lambda \qquad [101\ .3]$$

أحد عيوب هذه الأنواع من الشبكات أن معظم الطاقة موزعة على الرتب الصغيرة (أي هناك طاقة مهدورة)، فمثلا منبع الطاقة في حالة الانعكاس يكون من الرتبة $m = 0$ حيث $\theta_m = \theta_i$ والشبكة تعمل كمرآة مستوية وهذا ضياع للطاقة ففي علم الأطياف يراد الاستفادة من الرتب الأخرى لحساب الفصل بين الأطوال

الموجية. اقترح العالم Rayleigh أنه من الممكن نظرياً أن تجلب الطاقة من الرتبة صفر إلى رتبة أعلى وهذا تحقق عملياً من خلال العالم Williams Wood حيث استعمل نوعاً من الشبكات فيها أخاديد مسطرة بشكل معين وسميت بـ blazed variety (الشبكات المرقطة أو المنشارية) و التي تظهر في الشكل (3. 29).



الشكل (3. 29): شبكة الانعراج المنشرة حيث γ زاوية المنشار (الترقيط) وهي مستقلة عن زاوية الانعراج θ_m.

تحدد المواقع الزاوية للرتب غير الصفرية أي θ_m بواسطة عرض الثلم b و طول الموجة λ و زاوية الورود θ_i، ولكن كل من θ_i و θ_m مقاستان في مستوٍ عمودي على الشبكة وليس بالنسبة لسطح التجاويف (الأثلام). وموقع القمة الأولى في حالة الانعراج عن أحد هذه السطوح تحدد بزاوية المنشار أو النشر γ.

3. 4. 2 شبكات الانعراج الطيفية

تستخدم شبكات الانعراج الطيفية في فصل الأطوال الموجية المختلفة لشعاع ضوئي مركب و يمتد مجال عملها من الأشعة السينية X-ray حتى الأشعة تحت الحمراء البعيدة.

لدراسة بعض الخواص الأساسية لشبكات الانعراج الطيفية كمقدار تعريض الجهاز للخط الطيفي و قدرة الفصل بين الألوان المختلفة (التشتت) و قدرة الفصل بين طولين موجيين متقاربين؛ يفرض أن هناك منبع مترابطاً متناهياً في الصغر ينعرج عن شبكة انعراج طيفية بحيث يكون عرض الطيف الناشيء عنه (و الذي يعرف على أنه المسافة الزاوية بين جانبي الهدب المركزي) و الذي يمكن يستنتج من العلاقة [3. 54] مساوٍ لـ:

$$\Delta\alpha = 2\pi/N \qquad [3.\ 102]$$

ولكن في حالة الورود الناظمي:

$$\alpha = (kd/2) \sin\theta \qquad [3.\ 103]$$

أما من أجل الورود المائل فتساوي α إلى:

$$\alpha = (kd/2) (\sin\theta - \sin\theta_i) \qquad [3.\ 104]$$

و يكتب عندها التغير في α بالشكل:

$$\Delta\alpha = (kd/2) \cos\theta . (\Delta\theta) = 2\pi /N \qquad [3.\ 105]$$

حيث أن زاوية الورود ثابتة أي $\Delta\theta_i = 0$ وهكذا فإنه حتى من أجل ضوء وحيد اللون تكون:

$$\Delta\theta = 2 \lambda / (Nd \cos \theta_m) \qquad [3.\ 106]$$

وهو مقدار التعريض الزاوي للخط الطيفي العائد للجهاز (المطياف).

مقدار مهم آخر وهو التشتت الزاوي الناشئ من الفرق بين الأطوال الموجية يعطى كما هي الحالة في الموشور بالعلاقة:

$$D = d\theta / d\lambda \qquad [3.\ 107]$$

باشتقاق معادلة الانعراج [3. 101] نحصل على:

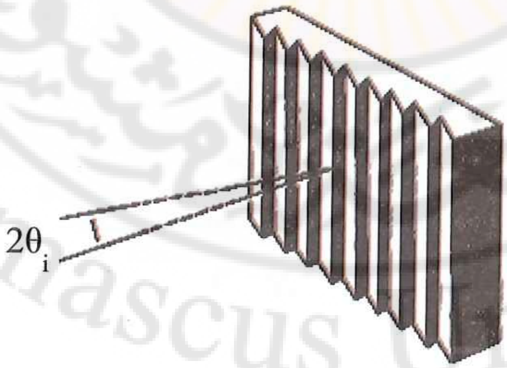
$$D = m/(d. \cos\theta_m) \qquad [3.\ 108]$$

وهذا يعني أن الفصل الزاوي بين خطين طيفيين مختلفين بالتواتر سوف يـــزداد عندما تزداد الرتبة كما هو موضح بالشكل (3. 30).



الشكل (3. 30): الفصل الطيفي لضوء مركب من مزيج من ضوء أحمر و ضوء أزرق.

لتحسين أداء الشبكات الطيفيـــة يمكـــن اســـتعمال شـــبكات انعـــراج منـــشارية مستوية Blazed Plane Grating وهي شبكات ذات أثـــلام مـــستطيلة تقريبـــاً (الشكل 3. 31)



الشكل (3. 31): شبكات انعراج منشارية مستوية.

توضع بشكل يرد فيه الشعاع عمودياً تقريباً على أحد أوجه الثلم لتحقق شرط الترتيب الذاتي (autocollimation) و الذي ينص على تكون θ_i و θ_m في نفس الجهة بالنسبة للناظم وأن تكون $\theta_m \approx \theta_i \approx \gamma$ وهكذا بالتعويض في معادلة الانعراج لحالة الورود المائل:

$$d(\sin\theta_m - \sin\theta_i) = m\lambda \qquad [3.109]$$

يكون:

$$2d(\sin\theta i) = m\lambda \qquad [3.110]$$

ومنه:

$$m = (2d.\ \sin\theta i)/\lambda \qquad [3.111]$$

وبما أن:

$$D = m/(d.\ \cos\theta_m) \qquad [3.112]$$

عندها قيمة التشتت الزاوي للألوان المختلفة تعطى بـ:

$$D_{auto} = (2/\lambda)\tan(\theta_i) \qquad [3.113]$$

عندما يكون فرق الطول الموجي بين خطين صغيراً كفاية ليحدث التراكب فإن القيمة العظمى الناتجة تصبح تقريبا غامضة (ملتبسة) ومقدرة الفصل الطبيعية تعرف كما يلي:

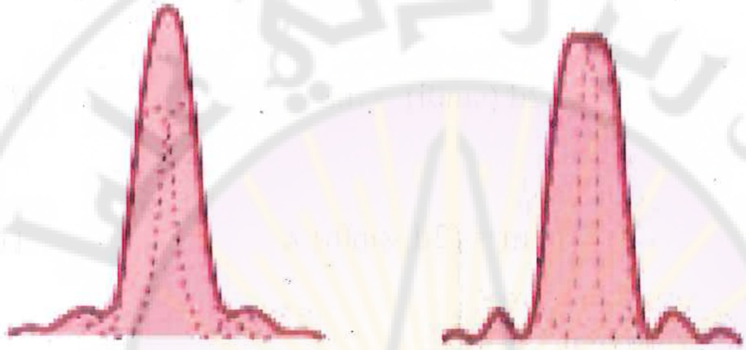
$$R = \lambda/(\Delta\lambda)_{min} \qquad [3.114]$$

حيث $(\Delta\lambda)_{min}$ هو حد الفصل أي أصغر طول موجة يمكن تمييزه و λ هي الطول الموجي الأساسي. يوضح الشكل (3. 32) مفهوم مقدرة الفصل بين الأمواج، إن الحد الأدنى للفصل الزاوي هو نصف عرض خط الطيف المبين بالعلاقة [3. 105] أي:

$$\Delta\theta_{min} = \lambda/(N.\ d.\ \cos\theta_m) \qquad [3.115]$$



أ- الطيفان مفصولان بوضوح ب- يمكن تمييز القمتين (حالة رايلي)



جـ _ قمة عريضة (حالة سبرو) د_ لا يمكن تمييز وجود الطيفين

الشكل (3. 32): مقدرة الفصل بين الأمواج حيث يظهر في الشكل أ – قدرة فصل عالية يمكن التمييز تماماً بين جسمين ب- قدرة فصل ضعيف نسبياً يمكن التفريق بصعوبة بين جسمين جـ – قدرة فصل ضعيفة جداً لايمكن التفريق بين الجسمين المشاهدين ويكون الخيال عريضاً. د- قدرة فصل معدومة الجسمين يريان و كأنهما جسم واحد.

و ينتج في حالة التبعثر أن:

$$\Delta\theta_{min} = (\Delta\lambda_{min}).\ m/(d.\ \cos\theta_m) \qquad [3.\ 116]$$

إذا من المعادلتين [3. 113] و [3. 114] نجد أن:

$$\lambda/(\Delta\lambda)_{min} = m.\ N \qquad [3.\ 117]$$

أو

$$R = N.d\ (\sin\theta_m - \sin\theta_i)\ /\ \lambda \qquad [3.\ 118]$$

فإذاً مقدرة الفصل هي تابع لعرض الشبكة (N . a) وزاويـــة الـــورود و طـــول

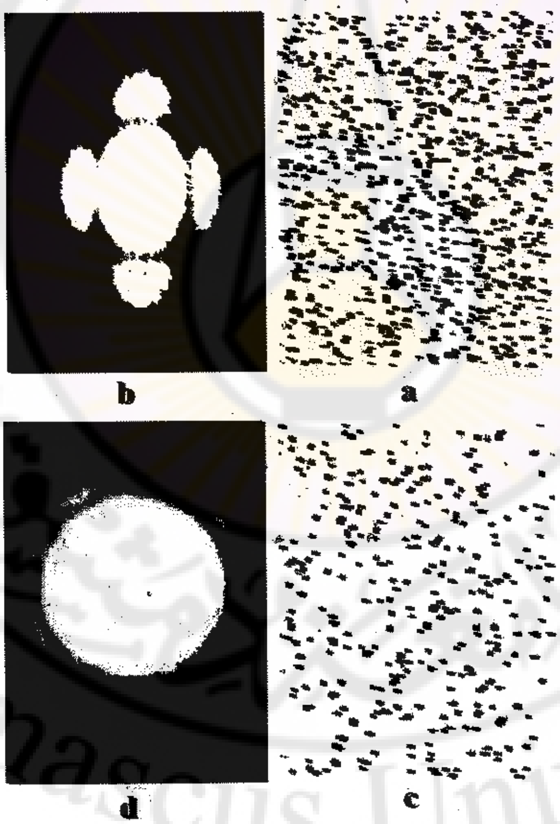
الموجة و قيمتها عندما تكون الشبكة في حالــة Auto-collimation (أي θ_i و θ_m على الجهة نفسها من الناظم) تعطى بـــ:

$$R_{auto} = [2N.\ d.\ \sin(\theta_i)] / \lambda \qquad [119\ .3]$$

و هي لا يمكن أن تتجاوز القيمة (2Na/ λ).

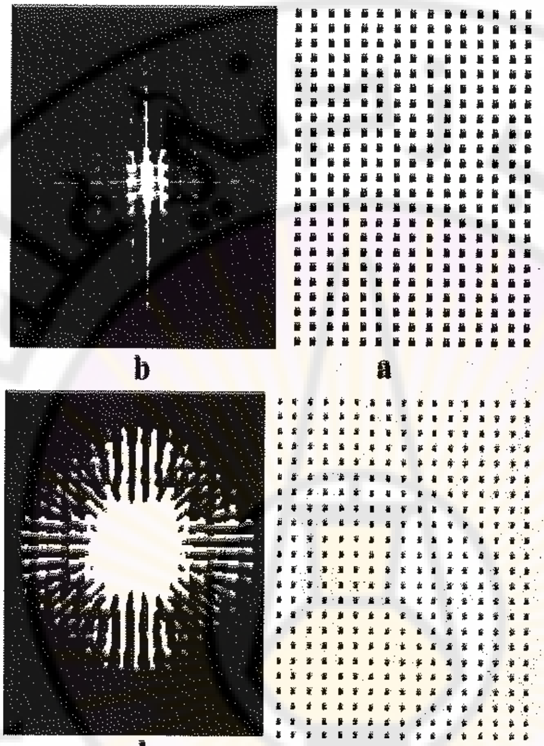
3. 4. 3 شبكات الانعراج ذات البعدين و ذات الثلاثة أبعاد

في حالة الشبكة الثنائية غير المنتظمة (مستطيلة أو مربعة أو دائرية) كـل مـن الفتحات تعطي نموذج انعراج و نماذج الانعراج تتحد كلها في المركز و لـذلك يظهر معظم الشكل (3. 33) في المركز و تختفي التفاصيل الجانبية.



الشكل (3. 33): a- توزع عشوائي لفتحات مستطيلة، b- نموذج انعراج فرانهور الناتج عنها، c- توزع عشوائي لفتحات دائرية، d- نموذج انعراج فرانهور الناتج عنها.

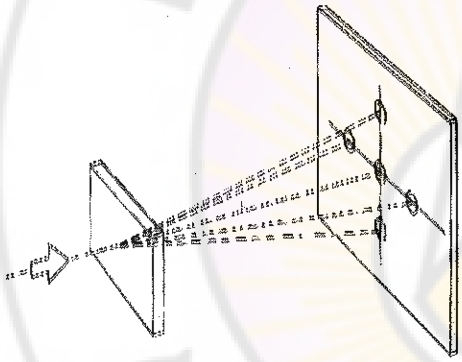
بينما إذا كانت الشبكة منتظمة فإن نموذج الانعراج الكلي يحوي تفاصيل اكثر نتيجة لتداخل N من نماذج الانعراج و يزداد تناظر نموذج الانعراج الكلي كلما ازدادت N كما يلاحظ بالشكل (3. 34).

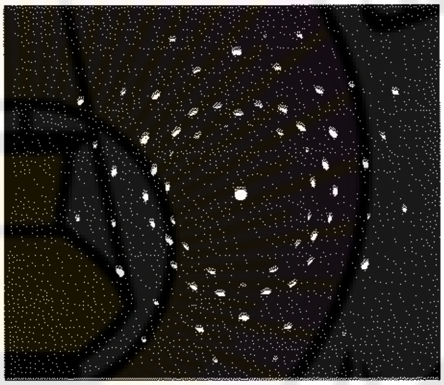


الشكل (3. 34): a- توزع منتظم لفتحات مستطيلة، b- نموذج انعراج فرانهور الناتج عن (a)، c- توزع عشوائي لفتحات دائرية، d- نموذج انعراج فرانهور الناتج عن (c) .

الأمر مشابه بالنسبة للشبكات ثلاثية الأبعاد، فترتيب توزع مكاني لمستطيلات يُنتجُ تداخلاً أعظمياً من القمم العظمى في اتجاهات معينة. أفضل مثال للانعراج ثلاثي الأبعاد هو الانعراج عن ذرات في بلورة. إن معادلة الانعراج [3. 101] تظهر أنه إذا كانت λ كبيرة بالنسبة للمسافات الشبكية فإن الرتبة الصفرية هي فقط الممكنة $(m = 0)$ و لا يوجد انعراج إنما فقط انعكاس طيفي أي $(\theta_0 = \theta_i)$ و هذا ما يفسر عدم انعراج الضوء عن الشبكة الذرية كون أن الطول الموجي

للضوء و الذي هو من رتبة مئات النانومترات أكبر بكثير من الأبعاد بين الذرات و التي هي عادة من رتبة أجزاء من النانو متر. نجح العالم فون لاو بالحصول على نموذج انعراج عن الشبكة الذرية عندما اضاءها بالأشعة السينية (X-rays) بدلاً من الضوء العادي و التي طول موجتها متناسبة مع البعد الذري، فتسليط حزمة ضيقة من الأشعة السينية على بلورة رقيقة يشكل على حاجز بعيد نموذج انعراج فرانهوفر (الشكل (3. 35)) والذي يتألف من ترتيب دقيق من البقع المضيئة (الناتجة عن تداخل أعظمي) متوضعة في أماكن محددة تكون فيها الزاوية بين الحزمة الأشعة السينية ومستوي الذرات خاضعة لقانون براغ ($2d \sin \theta = m\lambda$ مع الأخذ بعين الاعتبار أن θ مقاسة من المستوي وليس من الناظم علية).





الشكل (3. 35): انعراج الأشعة السينية عن بلورة (SiO_2) باستعمال نموذج لاو في حالة النفوذ.

كل مجموعة من السطوح الذرية تعرج أطوالاً موجية معينة إلى موضع معين. يمكن تصنيع شبكة من كرات معدنية شبيهة بالشبكة الذرية لعرج الأمواج المكروية و لكن بأبعاد أكبر بمليار مرة تقريباً

مسألة محلولة (3. 4): احسب الإزاحة الزاوية بين خطي الصوديوم الأصفرين (589 nm) و (589.6 nm) إذا استخدمت شبكة انعراج محززة نافذة للأشعة

عدد خطوطها 6000 خط في الـ cm للحصول على طيف ضوء الصوديوم ذي الرتبة الثانية.

الحل:

يطبق القانون $m\,\lambda = a.\sin\theta$ على الحالة الأولى وعلى الحالة الثانية مع الأخذ بعين الإعتبار أن $m = 2$ عندها:

$$2\lambda_1 = d.\sin\theta_1$$
$$2\lambda_2 = d.\sin\theta_2$$

ولكن عرض الحز a يساوي: $d = \ell/N = 1/N = 1/6000$ و بالتعويض نجد أن :

$$\theta_1 = 44.975^0 \text{ و } \theta_2 = 45.033^0 \Leftarrow \Delta\theta = 0.06° = 3.5'$$

مسألة محلولة (3. 5): شبكة انعراج مستوية فيها 200 سلك بالـ cm موزعة بشكل منتظم حيث أن قطر السلك($25\,\mu m$) فإذا كان الطول الموجي للضوء المستعمل (600 nm) احسب: أ. زاوية الانعراج للرتبة الثالثة لهذه الشبكة. ب. الرتبة المفقودة.

الحل:

أ) تحسب زاوية الانعراج للرتبة الثالثة من معادلة الانعراج مع تعويض $m = 3$ أي $m\,\lambda = a.\sin\theta \Leftarrow \theta = \sin^{-1}(m\,\lambda/a) = 2.063°$

ب) لإيجاد الرتب المفقودة يجب أن يكون الانعراج أصغرياً والتداخل أعظمياً حيث يوصف التداخل البناء بالعلاقة $a.\sin\theta = m\,\lambda$ والانعراج بالعلاقة $d.\sin\theta = m'\,\lambda$ وحتى يكون لدينا رتب مفقودة يجب أن يكون ($\sin\theta = 1$).

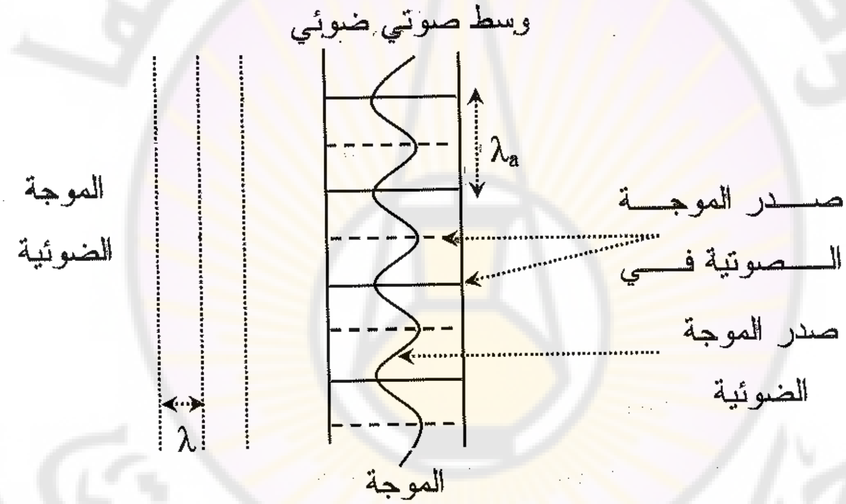
بأخذ النسبة بين علاقتي التداخل و الانعراج نجد أن: $a/d = m'/m$ ولكن a يمثل اتساع الشق d مجموع له قطر w و يساوي $1/200(cm) = 50\mu m$ ومنه فإن $d = a - w = 25\,\mu m$ إذاً شرط الرتبة المفقودة هو:

$$a/d = m'/m = 2 \Rightarrow m = 2m'$$

عندما يكون رقم الهدب في حالة الانعراج يساوي ضعف رقم هدب التداخل يتشكل هدب مفقود أي عندما تأخذ m القيم....., 2 ,1 و ´m القيم ... ,4 ,2.

3. 4. 4 شبكات الانعراج الصوتية (المفعول الصوتي الضوئي)

عند تطبيق موجة صوتية ذات طول موجة λ_a على بلورة فإنها ستسبب فيها إجهادا وستتفاوت قرينة الانكسار تبعاً لذلك مما يؤدي بدوره إلى تغير دوري في قرينة الانكسار بين عظمى وصغرى وهذا التغير يتناسب مع الجذر التربيعي لاستطاعة الموجة الصوتية ((3. 36)).



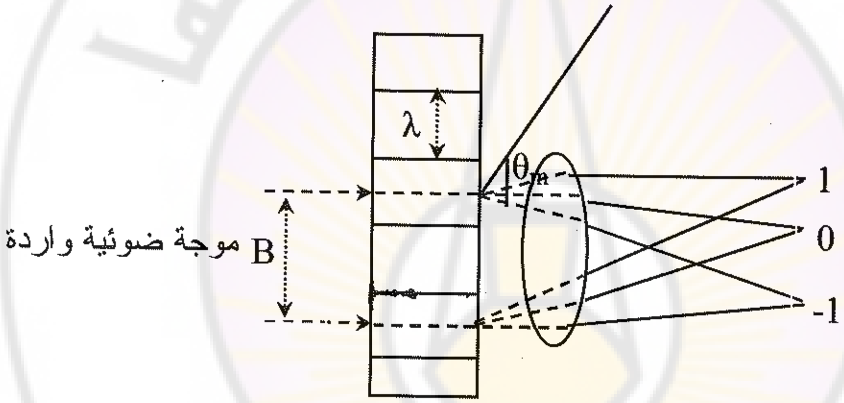
الشكل (3. 36): المفعول الصوتي الضوئي.

وعندما يدخل الضوء هذا الوسط فإنه يتأثر بتغير قرينة الانكسار ويصبح صدر موجته تابعاً جيبياً حيث المناطق التي تتعرض لقرينة انكسار أكبر تكون أبطأ والعكس صحيح وبما أن الأشعة الضوئية عمودية على صدر الموجة فإنها سوف تعاني تغيراً في مسارها أي ستنعرج. توزع صدر الموجة الصوتية يشبه إلى حد كبير شبكة الانعراج ويمكن القول إن الضوء الوارد على الوسط الخاضع للموجة

الصوتية ذات الاستطاعة العالية ينعرج ثم تتداخل الأشعة المنعرجة معطية مناطق تكون فيها شدة الإضاءة عظمى وأخرى شدة الإضاءة فيها صغرى لذلك يدعى الوسط الصوتي الضوئي بشبكة انعراج صوتية. ولشبكات الانعراج الصوتية الضوئية نظامان رئيسيان هما: نظام رامان و نظام براغ.

3. 4. 4. 1 نظام رامان

تكون شبكة الانعراج الصوتية عبارة عن بلورة رقيقة جدا من الكوارتز أو أي بلورة تملك خاصية الكهرباء الانضغاطية وبالتالي الضوء ينعرج ويتداخل خارج البلورة أي بعد مغادرته البلورة (الشكل (3. 37)).



الشكل (3. 37): رتب الانعراج نظام رامان للمفعول الصوتي الضوئي.

بما أن البلورة رقيقة فإن المناطق ذات الإضاءة العظمى ستحقق العلاقة التالية:

$$m \lambda_0 = \lambda_a \sin \theta_m \qquad [3.120]$$

حيث θ_m زاوية الانعراج و λ_a طول موجة الصوت و λ_0 طوال موجة الضوء و $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$ هي رتبة الطيف، وعند تحقق هذه العلاقة يكون الهدب المركزي مضيئاً و تتعلق شدة إضاءته I في هذه الرتبة بسعة الموجة الصوتية المولدة على سطح البلورة أي تتعلق بعمق الشبكة وأيضا بالإجهاد الذي ولدها.

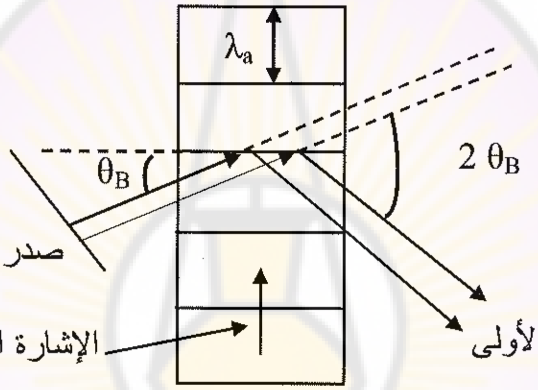
شدة الإضاءة النسبية في المرتبة (0) هي:

$$\eta = (I_0 - I)/I_0 \qquad [121\ .3]$$

حيث: I_0: شدة الضوء الوارد، I: شدة الإضاءة في جميع المراتب الأخرى.

3. 4. 4. 2 نظام براغ (شبكة براغ)

تكون شبكة الانعراج الصوتية سميكة ويتم انعراج الأشعة الواردة عليها قبل مغادرتها للصفيحة وكأنه يحدث على شبكة مؤلفة من مستويات عوضا عن خطوط (الشكل (3. 38)) وهذا مشابه لانعراج براغ في البلورات أي انعراج الأشعة السينية على المستويات الذرية للبلورة.



الشكل (3. 38): رتب الانعراج شبكة براغ في بلورة الضوئية الصوتية.

ليكن لدينا موجة مستوية ترد بزاوية ورود θ_i على الشبكة صوتية ضوئية مكونة من مستويات يتم عندها الانعراج. تنعرج الأشعة عند تلك المستويات ثم تتداخل ويكون التداخل بناء عندما تكون الأشعة المنعرجة على كل من المستويات متفقة في الطور عند تلاقيها لكي تتفانى وعندها يكون فرق المسير مساويا لأعداد صحيحة من طول الموجة وهذا يتحقق عندما تكون زاوية الورود مساوية لزاوية

الانعراج أي: $|\theta_i| = |\theta_d|$ ولكن:

$$\lambda_a (\sin \theta_i - \sin \theta_d) = m\lambda ; \ m = 0, 1, 2, 3, \ldots \qquad [122 .3]$$

وبالتالي:

$$\sin \theta_i = \sin \theta_d = m\lambda / (2\lambda_a) \qquad [123 .3]$$

وهذا مشابه تماما لشبكة الانعراج المستوية المستخدمة في حالة الانحراف الأصغري. تستخدم في التطبيقات الصوتية الضوئية المرتبة الأولى فقط ويسمى هذا الانعراج بانعراج براغ كما تسمى زاوية الورود بزاوية براغ ويرمز لها بـــ θ_B وهي تحقق هذه الحالة:

$$\sin \theta_B = \lambda / (2\lambda_a) \qquad [124 .3]$$

والشدة النسبية η في هذه المراتب (عمق التعديل) يعطى بالعلاقة:

$$\eta = (I_0 - I)/I_0 \qquad [125 .3]$$

ويعطى عمق التعديل في حالة الورود بزاوية براغ بالعلاقة:

$$\eta = \sin^2 (\Phi/2) \qquad [126 .3]$$

حيث:

$$\Phi = (2\pi/\lambda) (L \Delta n / \cos \theta_{\mathcal{B}}) \qquad [127 .3]$$

و حيث Δn التغير في قرينة انكسار البلورة و L طول البلورة.

يعطى زمن عبور الموجة الصوتية الضوئية بالعلاقة:

$$t_{min} = 1/\nu_m = \mathcal{B} / V_a \qquad [128 .3]$$

حيث B عرض الحزمة الضوئية الواردة و V_a سرعة الموجة الصوتية و ν_m عرض الحزمة الضوئية المعدلة و يعرف بأنه الزمن الأصغري اللازم للانتقال من الحالة التي يكون فيها التفاعل بين الموجة الضوئية والموجة الصوتية تاماً

(جميع الأمواج منعرجة) إلى الحالة التي لا يكون فيها أي موجة منعرجة. عرض العصابة الضوئية للضوء النافذ يكون في جوار (V_a/B) وقد يصل في بعض المحولات إلى أكثر من 50 MHz. يستخدمُ عادةً نوعان من البلورات للمفعول الصوتي الضوئي (نظام براغ) هما $Pb\,Mo\,O_4$ و $Li\,Nb\,O_3$.

مسألة محلولة (3. 6): معدلة صوتية ضوئية $(PbMoO_4)$ طولها (50 mm) ومردود الانعراج فيها هو 70 % وذلك عندما تعبرها موجة صوتية طول موجتها 43 μm وسرعتها 3500 m/s والمطلوب حساب زاوية براغ والتغير الأعظمي في قرينة الانكسار والعرض الأعظمي للحزمة الضوئية المستخدمة ذات الطول الموجي 633 nm و المعدلة بموجة صوتية عرض عصابتها 5 MHz.

الحل:

- $\sin\theta_{B} = \lambda / 2\lambda_a \Leftarrow \theta_{\beta} = 4.7\ \text{m.rad} = 0.42°$

- لحساب Δn يجب تعيين Φ: $(\Phi/2)$ $\Leftarrow \eta = \sin^2$

$\Phi = 2.\ \sin^{-1}(\sqrt{\eta}) = 113.6°$ ومن جهة أخرى فإن:

$\Phi = [L.\ \Delta n/(\cos\theta_{B})].\ (2\pi/\lambda) \Leftarrow \Delta n = 1.27\times 10^{-5}$

- عرض العصابة هو $\upsilon = v_a/B$ و بالتالي العرض الأعظمي للحزمة الضوئية β هو:

$$B = v_a/\upsilon = 3500/(5\times 10^6) = 0.7\ \text{mm}$$

أسئلة عامة و مسائل

3. 1 ماهو عرض الهدب المركزي لانعراج فرانهوفر على شاشة تبعد 80 cm عن شق وحيد عرضه 10^{-4} cm يضاء بضوء طول موجته 500 nm.

3. 2 ماهو طول موجة و لون ضوء أحادي اللون انعرج عن شقين البعد بينهما 1.1 mm فكانت المسافة بين هدبين متتالين على حاجز يبعد 5 m عن مستوي الشقين تساوي 0.3 cm.

3. 3 احسب الزاوية بين طيف الرتبة الأولى على جانبي الناظم على شبكة انعراج تملك 5000 line/cm إذا سقط عليها ضوء أزرق طول موجته 460 nm.

3. 4 هل يمكن تحليل خطي طيف الصوديوم (589 nm و 589.59 nm) باستعمال شبكة انعراج طولها 4 cm و عدد الشقوق فيها 2000 شق.

3. 5 احسب عدد الشقوق في الـــ cm لشبكة انعراج التي عندما يسقط عليها ضوء طول موجته 500 nm بشكل عمودي تنعرج الرتبة الرابعة بزاوية و قدرها 0.3° عن الناظم على الشبكة.

3. 6 أوجد قدرة التحليل و التفريق الزاوي لشبكة انعراج طولها 5 cm و تحوي على 4000 شق تستعمل للحصول على انعراج من المرتبة الأولى لضوء طول موجته 625 nm.

3. 7 احسب المسافة الخطية لمرتبة الانعراج الأولى بين الطولين الموجيين 500 nm و 520 nm عند مرورهما خلال شبكة انعراج فيها 10000 line/cm علماً بأنه استخدمت عدسة بعدها المحرقي 150 cm لملاحظة الطيف على الشاشة.

3. 8 حزمة متوازية من ضوء ليزر He-Ne ذي الطول الموجي 632.8 nm تنفذ من فتحة دائرية قطرها 2.5 mm ماهو قطر الحزمة على حاجز يبعد 3.16 m عن مستوي الفتحة.

3. 9 احسب زاوية براغ و التغير الأعظمي لقرينة انكسار معدلة صوتية ضوئية ذي مردود انعراجي % 50 إذا كان طول موجة الضوء الوارد هو 623.8 nm و طول موجة الصوت المطبقة هو 43 μm ؟

3. 10 يولد التحريض الصوتي الذي ينتشر في بلورة لا خطية (صوتية – ضوئية) تغيراً جيبياً في قرينة انكسار:

أ- بين أن شرط حدوث الشدات العظمى للانعراج عندما تحقق العلاقة: $\sin \theta_i - \sin \theta_d = m.\lambda / \lambda_a$ حيث θ_i و θ_d هما زاويتا الورود و انعراج الأشعة بالترتيب و m رتبة الطيف و λ طول موجة الضوء المستخدم و λ_a دور شبكة الانعراج الصوتية.

ب – إذا كانت سرعة انتشار الموجة الصوتية $V_a = 617$ m/s بتواتر قدره $\mathcal{B} = 30$ MHz احسب الزمن الذي تستغرقه الموجة الصوتية لعبور المنطقة الفعالة في البلورة و دور شبكة الانعراج الصوتية المتشكلة فيها.

الفصل الرابع

(الاستقطاب)

4. الاستقطاب Polarization

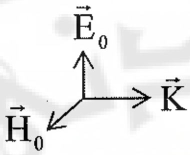
4. 1 مقدمة

إن الطبيعة الموجية الكهرطسية للضوء تظهر أن الضوء يملك حقلين: الأول كهربائي و الثاني مغناطيسي يعامدان منحى الانتشار و أن اتجاه اهتزاز الحقلين في الحالة العامة غير محدد أي يهتزان بشكل عشوائي في الفراغ و لكن عند حصر اهتزاز الحقلين في مستويين متعامدين (مستوٍ يهتز فيه الحقل الكهربائي و مستوٍ آخر يهتز فيه الحقل المغناطيسي) يعامدان منحى الانتشار عندها يقال إن الضوء يصبح مستقطباً. هذا الفصل سيدرس هذه الظاهرة مبيناً مفهومها و الطرق المختلفة لاستقطاب الضوء وبعض المقطبات المستعملة و أنواع الضوء المستقطب و كيفية الكشف عنه كما سيعرض الأوساط المادية التي تظهر فيها الظواهر الاستقطابية و التي تؤثر في انتشار الضوء فيها و ستتم دراسة بعض الظواهر الاستقطابية الطبيعية و القسرية تحت عنوان الأفعال الضوئية و من ثم دراسة تداخل الضوء المستقطب وبعض تطبيقاته وأخيراً سيُختم هذا الفصل بدراسة موجزة لبعض الطرق الرياضية للتعبير عن أنواع الاستقطاب المختلفة.

4. 2 مفهوم الاستقطاب

إن الضوء كما ذكر سابقاً هو موجة كهرطيسية عرضية حقلها الكهربائي $\vec{E}_0$ و المغناطيسي $\vec{H}_0$ يهتزان بشكل عمودي على مسار الموجة الكهرطيسية (الضوئية) الموصوف بالمتجهة $\vec{K}$ فالمتجهات الثلاث ترتبط بالعلاقة $\vec{K} = \vec{E}_0 \text{ X } \vec{H}_0$ التي يوضحها الشكل (4. 1)، وهذا يعني أن جهة اهتزاز الحقلين الكهربائي و المغناطيسي يمكن أن تأخذ أي منحى أثناء انتشار الضوء. وفي الحالة العامة تتغير جهة اهتزاز الحقلين الكهربائي والمغناطيسي في المستوي العمودي على جهة الانتشار بشكل عشوائي « و خاصة عندما لا يكون

الضوء وحيد اللون تماماً» و يقال عندها إن الضوء غير مستقطب أي أنه يغير جهة استقطابه بشكل دائم و بسرعة قدرها 10^{-8} s (هي سرعة إصدار الذرة للضوء) و هي سرعة صغيرة جداً تجعل أمر اكتشاف تغير جهة الاستقطاب أمراً صعباً.



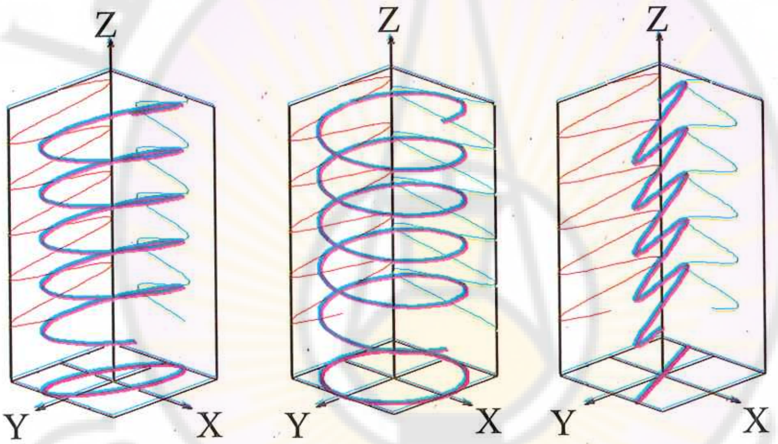
الشكل (4. 1): العلاقة بين الحقول.

و يكون الضوء مستقطباً خطياً أو مستوياً (إهليلجياً أو دائرياً) عند ثبات اتجاه اهتزاز الحقل الكهربائي $\vec{E}_0$ (و بالتالي الحقل المغناطيسي $\vec{H}_0$) للضوء أثناء انتشاره. تظهر ظاهرة الاستقطاب في الأمواج العرضية لا في الأمواج الطولية لأن الاضطراب في الأخيرة دائماً يوازي منحى الانتشار أي يهتز دائماً بجهة واحدة. يمكن كشف الاستقطاب باستعمال البولارايد وهي مادة بلورية خاصة تسمح بنفاذ اهتزازات مستوي استقطاب دون غيرها و سيتم شرح آلية الكشف لاحقاً في هذا الفصل.

يمكن تحليل الحقل الكهربائي لضوء وحيد اللون في الحالة العامة، و في جملة إحداثيات ينطبق محورها Z على جهة الانتشار، إلى مركبتين إحداهما على المحور X و الأخرى على المحور Y، تهتز المركبتان على المحورين X و Y بصورة مستقلة و بتواتر وحيد ومحدد و يمثل تراكب الاهتزازتين المستقلتين المتعامدتين في حال لهما نفس الطور اهتزاز حقل كهربائي جديد يهتز بشكل خطي في المستوي XY، أما إذا كانت الاهتزازتان غير متفقتين بالطور فاهتزازة الحقل الناتج هي اهتزازة إهليلجية أي أن مسقط نهاية متجهة الحقل الكهربائي تتحرك على قطع ناقص وليس على خط مستقيم. إن الحركة

المستقيمة هي حالة خاصة وتحدث عندما يكون فرق الطور معدوماً أو من مضاعفات π، وتحدث الحركة الدائرية على دائرة عندما تتساوى سعتا الاهتزاز ويكون فرق الطور بين الاهتزازتين $(\pi/2)$ أو عدداً فردياً من $(\pi/2)$. إذا يمكن تلخيص ماسبق كمايلي و كما هو موضح بالشكل (4. 2):

- يكون الضوء مستقطباً خطياً عندما يهتز مسقط حقله الكهربائي على خط مستقيم.
- يكون الضوء مستقطباً إهليلجياً عندما ترسم نهاية شعاع حقله الكهربائي قطعاً ناقصاً و مستقطباً دائرياً عندما ترسم نهاية شعاع حقله الكهربائي دائرة.



الشكل (4. 2): توزع الحقل الكهربائي في حالة الاستقطاب الخطي و الدائري و الإهليليجي.

و لتفسير ذلك رياضياً يفرض أن هناك موجتين تنتشر الأولى وفق الاتجاه الموجب لـ X و الثانية وفق الاتجاه الموجب لـ Y و لهما المعادلتين التاليتين:

$$E_x = A \sin \omega t \qquad [1\ .4]$$

$$E_Y = B \sin (\omega t + \varphi) \qquad [2\ .4]$$

يمكن كتابة المعادلة الأولى [4. 1] كمايلي:

$$\sin \omega t = E_x / A \qquad [3\ .4]$$

وبضرب الطرفين بـ $\sin \varphi$ ينتج مايلي:

$$\sin \omega t \sin \varphi = (E_x / A) \sin \varphi \qquad [4\ .4]$$

و يمكن كتابة المعادلة [4. 2] بعد نشر التابع الجيبي كمايلي:

$$\frac{E_Y}{B} = \sin \omega t \ \cos \varphi \ + \cos \omega t \ \sin \varphi \qquad [5\ .4]$$

وبتعويض $\sin \omega t$ بقيمتها من [4. 3] وإعادة ترتيب الحدود يكون:

$$\cos \omega t \sin \varphi = \frac{E_Y}{B} - \frac{E_x}{A} \cos \varphi \qquad [6\ .4]$$

و بالتربيع [4. 4] و [4. 6] و جمعهما يكون:

$$\frac{E_X^2}{A^2} + \frac{E_Y^2}{B^2} - 2\frac{E_X E_Y}{AB} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \qquad [7\ .4]$$

و هي معادلة تراكب موجتين متعامدتين E_x و E_Y وتمثل بشكل عام معادلة قطع ناقص يأخذ المسار فيه أشكالاً مختلفة تتوقف على فرق المسير.

فمن أجل $\varphi = 0$:

$$(\frac{E_X}{A} - \frac{E_Y}{B})^2 = 0 \qquad [8\ .4]$$

ومنه:

$$E_Y = \frac{B}{A} E_X \qquad [9\ .4]$$

و هي معادلة خط مستقيم ميله (A/B).

و من أجل $\varphi = \pi$ يكون:

$$E_Y = -\frac{B}{A} E_X \qquad [10\ .4]$$

و هي معادلة مستقيم ميله سالب.

و من أجل $\varphi = \pi/2$ يكون:

$$\frac{E_X^2}{A^2} + \frac{E_Y^2}{B^2} = 1 \qquad [11\ .4]$$

و هي معادلة قطع ناقص محاوره على X و Y و نصفاً قطريـــه A و B فـــإذا كان A = B = R أصبحت المعادلة كما يلي:

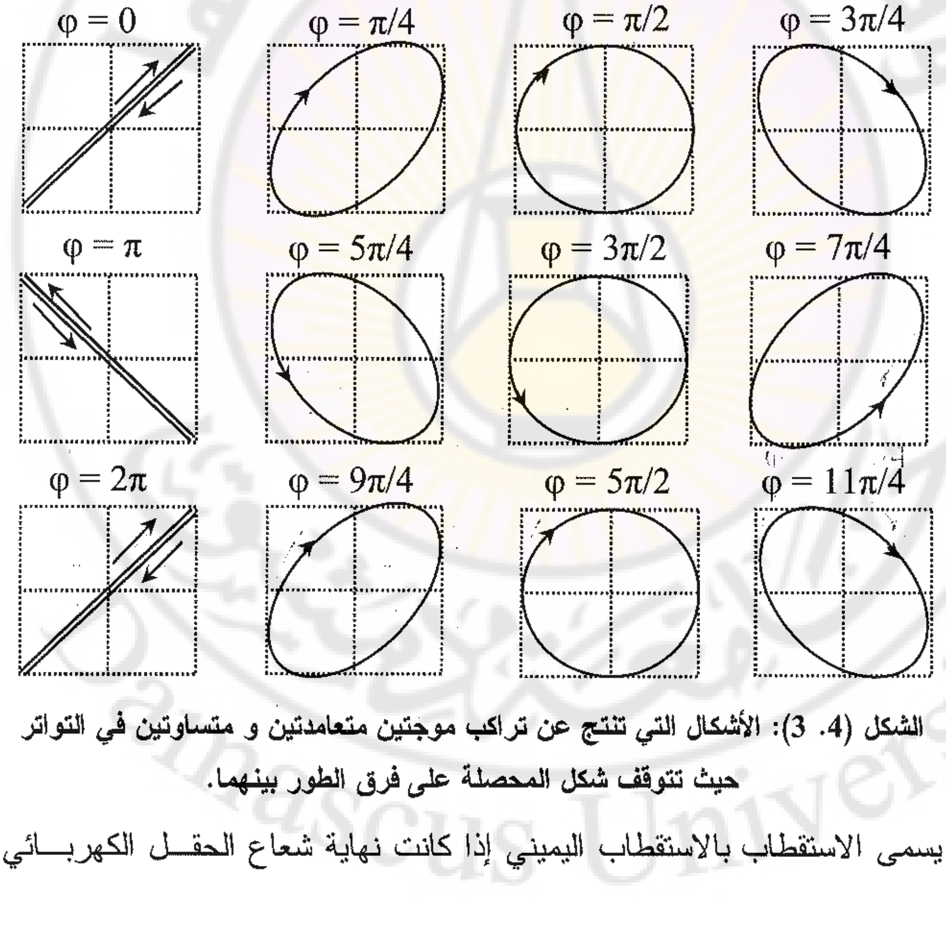
$$E_X^2 + E_Y^2 = R^2 \qquad [12 .4]$$

و هي معادلة دائرة.

و من أجل: φ = π/4 يكون:

$$\frac{E_X^2}{A^2} + \frac{E_Y^2}{B^2} - \sqrt{2}\ \frac{E_X E_Y}{AB} = \frac{1}{2} \qquad [13 .4]$$

و هي معادلة قطع ناقص يميل بزاوية π/4 عـــن المحـــور الرئيـــسي، أنـــواع الاستقطاب و جهتها موضحة بالشكل (4. 3).



الشكل (4. 3): الأشكال التي تنتج عن تراكب موجتين متعامدتين و متساوتين في التواتر حيث تتوقف شكل المحصلة على فرق الطور بينهما.

يسمى الاستقطاب بالاستقطاب اليميني إذا كانت نهاية شعاع الحقـــل الكهربـــائي

ترسم أهليلجاً أو دائرةً بجهة عقارب الساعة و بالإستقطاب يساري إذا كانت نهاية شعاع الحقل الكهربائي ترسمهما عكس عقارب الساعة.

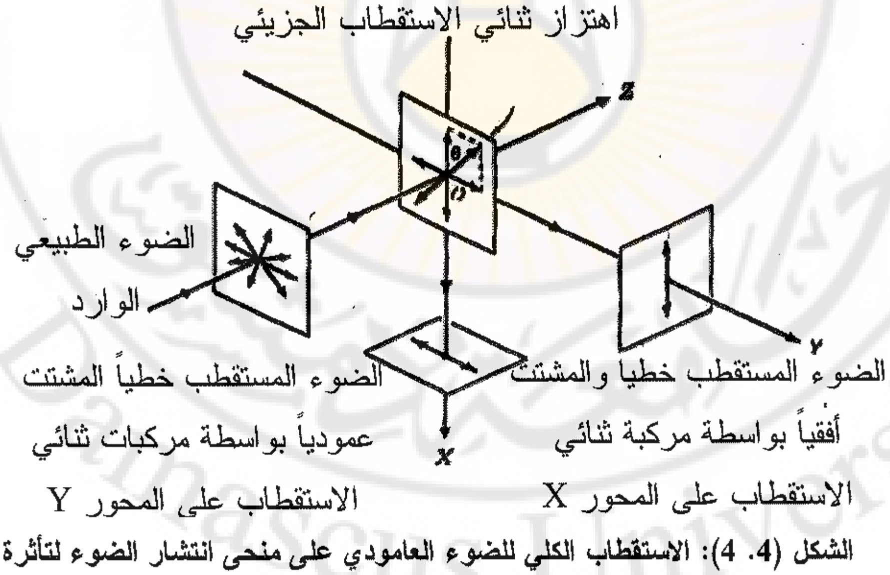
4. 3 طرائق توليد الإستقطاب

ينشأ الإستقطاب في الضوء العادي من عدة طرق:

❶التشتت. ❷الانعكاس. ❸الامتصاص التلقائي. ❹ الانكسار المزدوج.

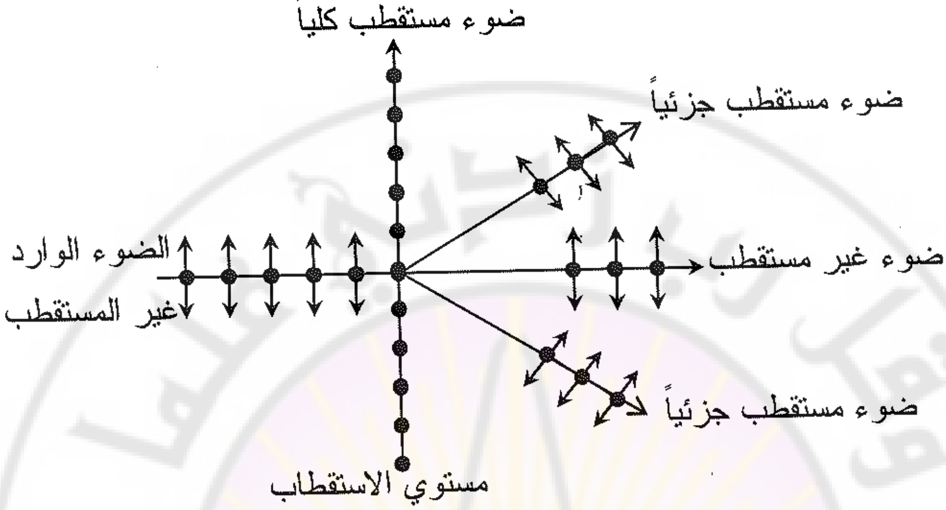
4. 3. 1 استقطاب الضوء بالتشتت

عند مرور حزمة ضوئية في أنبوب مملوء بالدخان موازيةً لمحور الأنبوب يحدث نقص في شدة الضوء في الأنبوب وذلك بسبب إما امتصاص الضوء بواسطة دقائق الغاز أو تشتت الضوء بواسطة جزيئات الغاز إلى أطراف الأنبوب ويكون الضوء مستقطباً خطياً (مستوياً) بشكل كامل في الاتجاه العمودي على منحى انتشار الضوء متأثراً بجهة استقطاب جزيئات الغاز كما هو موضح بالشكل (4. 4).



الشكل (4. 4): الاستقطاب الكلي للضوء العامودي على منحى انتشار الضوء لتأثرة باستقطاب جزيئة الغاز.

أو مستقطباً جزئياً فيما عدا ذلك، أي في الاتجاهات غير العمودية على منحى الانتشار) كما هو موضح في الشكل (4. 5).



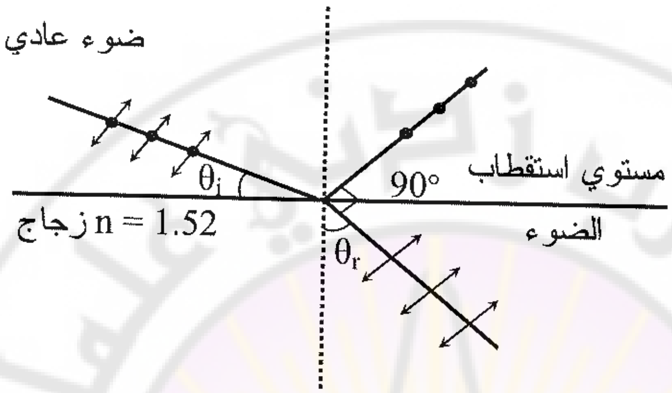
الشكل (4. 5): مستويات تذبذب الأمواج المستقطبة.

4. 3. 2 استقطاب الضوء بالانعكاس

تكون الأشعة المنعكسة من ورود أشعة ضوئية عادية بزاوية معينة (تعرف بزاوية الاستقطاب) على سطح شريحة زجاجية مصقولة مستقطبة خطياً. يمكن الكشف عن استقطاب الأشعة المنعكسة بجعلها ترد ناظمياً على سطح محلل (بولاريد) و إدارة المحلل وملاحظة حصول إنارة عظمى عند زاوية معينة و ظلمة تامة عند زاوية تليها بـ $90°$.

يفسر الاستقطاب بالانعكاس على أن اهتزازات الحقل الكهربائي تتألف من مركبتين إحداهما في مستوي ورود الأشعة ويطلق عليها اسم المركبة π والممثلة بسهم والمركبة الأخرى عمودية على هذا المستوي ممثلة بنقاط على الشكل (4. 6) ويطلق عليها اسم المركبة σ أو المركبة العمودية. عند ورود الضوء على الزجاج بحيث يصنع زاوية ما مع الناظم ينعكس الضوء المرافق

للمركبة σ بشكل كبير بينما يبقى جزء صغير منه لينفذ من الزجاج و يحصل العكس بالنسبة للمركبة π بحيث يكون الضوء النافذ و الضوء المنعكس مستقطبين استقطاباً جزئياً.

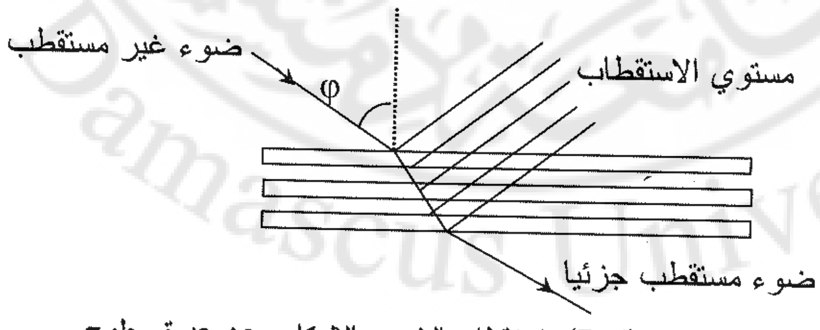


الشكل (4. 6): استقطاب الضوء بالانعكاس.

ولكن عند زاوية ورود معينة تعرف بزاوية الاستقطاب تنكسر المركبة π كلياً بينما تنكسر المركبة σ جزئياً لانعكاس جزء كبير منها فيصبح الضوء المنعكس مستقطباً كلياً بينما يبقى الضوء النافذ (المنكسر) مستقطباً استقطاباً جزئياً.

يمكن استخدام عدة ألواح زجاجية (الشكل (4. 7)) وذلك من أجل:

1. زيادة شدة الضوء المصاحب للمركبة σ المنعكسة و المستقطبة كلياً.
2. الحصول على استقطاب كلي للمركبة π النافذة بالانكسار بضمان انعكاس جميع أشعة الضوء ذي المركبة σ.



الشكل (4. 7): استقطاب الضوء بالانعكاس عن عد ة سطوح.

أي استخدام عدة ألواح زجاجية يمكن من الحصول على شـــعاعين (مـــنعكس و منكسر) مستقطبين استقطاباً خطياً في مستويين متعامدين أحـــدهما σ للمـــنعكس والآخر π للمنكسر.

وجد عملياً أنه [illegible] حزمة ضوئية أحادية على ســطح مـصقول بزاويـــة الاستقطاب الخاصة بالس[illegible] فإن الشعاعين المنعكس والمنكسر يتعامــدان عنــد موضع السقوط أي:

$$[illegible]\ \theta_r = 90^0 \qquad [14\ .4]$$

حيث: θ_i: زاوية الاستقطاب (الانعكاس) و θ_r: [illegible]

فإذا كان قرينة الانكسار في الهواء n والزجاج n_g فإن

$$n.\ \sin\theta_i = n_g.\ \sin\theta_r \qquad [15\ .4]$$

وعندها:

$$N = n_g/n = (\ \sin\theta_i\ )/(\ \sin\theta_r\ ) = (\ \sin\theta_i\ )/(\ \cos\theta_i\ ) = \tan\theta_i \qquad [16\ .4]$$

تعرف العلاقة السابقة بعلاقة بروستر وهي تحدد زاويـــة الاســـتقطاب (زاويـــة بروستر) من خلال قرينة الانكسار.

مسألة محلولة (4. 1): احسب زاوية الاستقطاب و زاوية الانكسار المصاحبة على سطح لوح زجاجي قرينة انكساره (1.5).

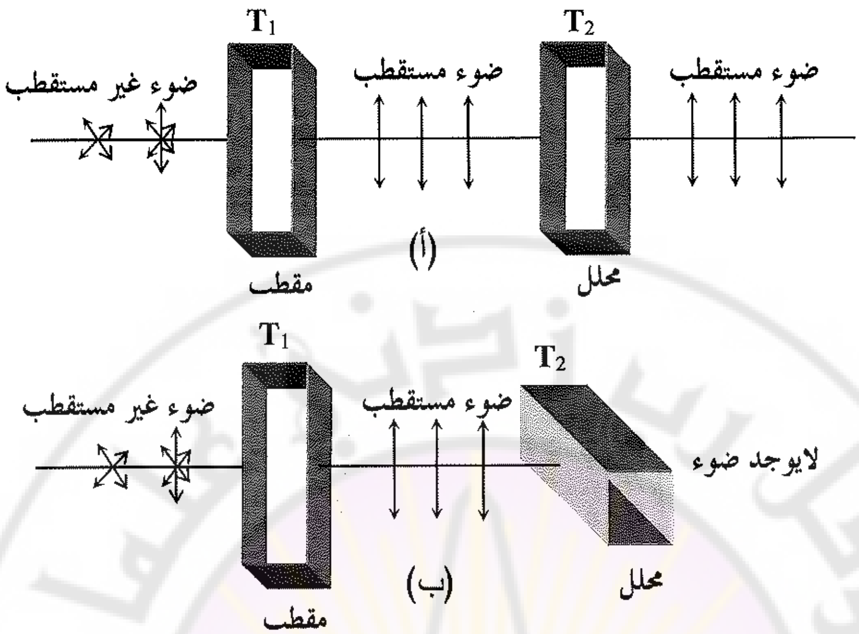
الحل: إن $\tan\theta_i = N = 1.5 \Leftarrow \theta_i = 56.3°$ ومنه فزاوية الانكسار θ_r تحسب كمايلي: $\theta_r = 90 - \theta_i = 33$.

4. 3. 3 استقطاب الضوء بالامتصاص التلقائي

بعض البلورات يمكنها أن تمتص الضوء في جميع المستويات عدا مستوٍ واحــد يسمى بمستوي الاستقطاب فإذا ما سقط الضوء غير مستقطب عليها خرج مــن سطحها الآخر مستقطباً خطياً بفضل الامتصاص التلقائي الشكل (4. 8).

الشكل (4. 8): استقطاب الضوء العادي بالمقطب.

و كمثال على تلك البلورات بلورة التورمالين التي تنفذ منها فقط الأشعة الموازية للمحور الضوئي والذي يحدد بواسطةالمستويات الذرية للبلورة. ويعرف المحور الضوئي لأي قطعة ضوئية على أنه المحور الذي يمر به الضوء دون أن يعاني أي تغير في مساره أو طبيعة استقطابه (سيبين مفهوم المحور الضوئي لاحقاً بشيءٍ من التفصيل في الفقرة 4. 3. 4. 1). وكلما زاد سمك البلورة (الطريق الضوئي) زاد مسار الضوء داخل البلورة وبالتالي درجة استقطابها. ووفق اتجاه انتشار محدد تسمى المركبة التي تم امتصاصها مركبة الضوء العادي (Ordinary) أما المركبة التي تنفذ فتسمى المركبة الاستثنائية (Extraordinary). توضع عادةً في المختبرات بلورة لامتماثلة المناحي مباشرةً أمام الضوء العادي غير المستقطب لتقطيبه (أي الحصول على ضوء مستقطب) لذلك تدعى تلك البلورة بالمقطّب. يمكن كشف جهة الاستقطاب بوضع مقطب أخر أمام الضوء المستقطب عندها إذا كان المحوران الضوئيان للمقطبين متوازيين تكون جهة استقطاب الضوء موازيةً للمقطب الثانية فيمر الضوء عبر ذلك المقطب (الشكل (4. 9. أ))، أما إذا كان المحوران الضوئيان للمقطبين متعامدين عندها تكون جهة استقطاب الضوء معامدة للمحور الضوئي للمقطب الثاني وبالتالي لن ينفذ الضوء عبر ذلك المقطب (الشكل (4. 9. ب)). يسمى المقطب الثاني اصطلاحاً بالمحلل كون البلورة لامتماثلة المناحي لا تستعمل في هذه المرحلة لتقطب الضوء بل لكشف جهة الاستقطاب.

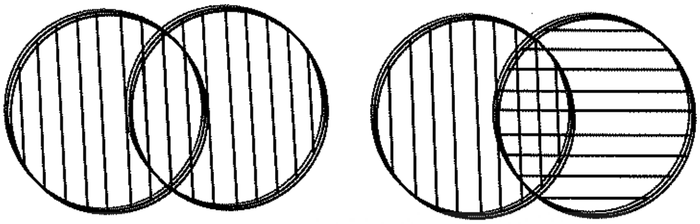


الشكل (4. 9): (أ) انتشار الضوء بالمقطب و المحلل (متوازيين)، (ب) انتشار الضوء بالمقطب و المحلل (متعامدين).

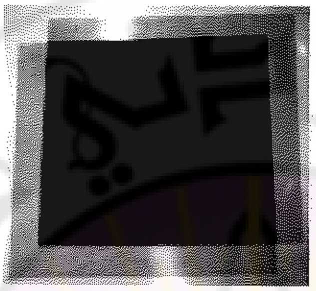
إن شدة الضوء النافذ من المحلل عند أي وضع يمكن حسابها بدلالة الزاوية θ بين اتجاهي الاستقطاب للمقطب T_1 و المحلل T_2 و الشدة العظمى I_0 للضوء النافذ عند وضع توازي المحلل مع المقطب كما هو موضح في العلاقة التالية و التي تعرف بقانون مالوس:

$$I = I_0 \cos^2\theta \qquad [17 .4]$$

لقد سبق وذكر أن مادة التورمالين هي مثال على المواد المقطبة، إلا أنها لا تستعمل كثيراً، لأنها عبارة عن مادة صفراء لا تسمح بمرور الضوء الأبيض، وإذا سقط عليها ضوء وحيد اللون فإنه ينفذ مائلا للأخضر، لذلك من المفضل استعمال البولارويد المؤلف من بلورات إبرية صغيرة من يود كبريتات الألكين تتوضع كما في الشكل (4. 10) كمقطب أو محلل.



(a) (b)



الشكل (4. 10): أشكال البولارايد: في الحالة (a) الصفيحتان متوازيتان مما يسمح للضوء بالنفوذ و في الحالة b) الصفيحتان متعامدتان والضوء لا ينفذ.

مسألة محلولة (4. 2): لوحان مستقطبان (مقطبين) اتجاها الاستقطاب فيهما متوازيان بحيث تكون شدة الضوء النافذ I_0 أعظمية ما هي الزاوية التي التي يجب إدارة أحد اللوحين فيها لكي تهبط الشدة إلى النصف.

الحل:

يستخدم القانون $I = I_0 .\ \cos^2\theta$ عندها $\frac{1}{2} .\ I_0 = I_0 .\ \cos^2$ $\Leftarrow$ $\cos\theta = 1/\sqrt{2}$

$\Leftarrow$ $\theta = \pm 45°$ أو $\theta = \pm 135°$

4. 3. 4 الاستقطاب بالانكسار المضاعف

قبل شرح آلية الاستقطاب بالانكسار المضاعف لابد من التعرف علـى أنـواع الأوساط المادية الشفافة و التي تقسم إلى ثلاثـة أقـسام: أ. أوسـاط متجانـسة. ب. أوساط متماثلة المناحي. ت. أوساط لامتماثلة المناحي.

أ. الوسط المتجانس

يقال عن الوسط إنه متجانس لخاصية فيزيائية ما إذا كانت هذه الخاصية ثابتة لا تختلف باختلاف نقاط ذلك الوسط؛ بمعنى آخر إن الخاصية المدروسة لاتختلف عند سحب المحاور الإحداثية إلى أي نقطة أخرى من نقاط ذلك الوسط، أما بالنسبة للضوء فالوسط المتجانس هو الوسط العازل الشفاف الذي يحقق الخواص التالية:

❶ قرينة انكسار n واحدة لكل نقاط الوسط.

❷ سرعة انتشار الضوء $(v = c/n)$ ثابتة في كل نقطة من نقاطه.

❸ شعاع الاستقطاب $\vec{P}$ (و الذي هو عزم ثنائي القطب في واحدة الحجم في العازل الناتج عن توجيه الحقل الكهربائي $\vec{E}$ للموجة الضوئية الواردة للشحنات في المادة، الموجبة باتجاه والسالبة بعكس اتجاهه) يوازي و يتناسب مع شعاع الحقل الكهربائي $\vec{E}$ الذي ولده و تعطى العلاقة بينهما بـــ:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \qquad [18 .4]$$

❹ شعاع التحريض $\vec{D}$ يكون موازياً للحقل الكهربائي $\vec{E}$ وبالتالي للاستقطاب $\vec{P}$ أي $(\vec{P}//\vec{D}//\vec{E})$ و العلاقة بينهم هي:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \qquad [19 .4]$$

وبالتعويض [4. 18] بـــ [4. 19] يكون:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (1+\chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon \vec{E} \qquad [20 .4]$$

حيث ε_r هو ثابت العزل النسبي الذي يساوي إلى:

$$\varepsilon_r = (1+\chi) = \varepsilon/\varepsilon_0 \qquad [21 .4]$$

وهو مقدار ثابت في مثل هذه الأوساط، و يمكن من خلاله حساب قرينة انكسار الوسط الذي ينتشر فيه الضوء و التي تعطى بالعلاقة:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \qquad [22\ .4]$$

حيث أن $\mu_r = \mu / \mu_0$ هي النفوذية المغناطيسية النسبية التي تكتسب في الأوساط الشفافة وهي تساوي 1 لأن $\mu = \mu_0$ وبالتالي:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \qquad [23\ .4]$$

ب. الوسط المتماثل المناحي

يقال عن الوسط إنه متماثل المناحي بالنسبة لخاصية فيزيائية ما إذا كانت هذه الخاصية ثابتة لاتتغير بتغير منحى الانتشار ضمن البلورة أي أن الخاصة المدروسة لاتتغير عند تدوير المحاور الإحداثية المختارة لدراستها، وللوسط المتماثل المناحي الخواص التالية:

① قياس شعاع الموجة $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ لا يتغير من منحى إلى آخر و هو محمول دوماً على منحى الانتشار $\vec{u}$.

② قرينة انكساره n وكذلك سرعة الضوء فيه لا تتغيران بتغير منحى الانتشار.

③ القبولية (الطواعية) χ لا تتغير من منحى إلى آخر.

④ الأشعة الثلاث $\vec{E}$ و $\vec{D}$ و $\vec{P}$ تبقى متوازية فيما بينها وتحقق العلاقة [4. 19].

⑤ كثافة الطاقة المخزنة بواحدة الحجم من الوسط العازل هي:

$$W = ½.\ \varepsilon.\ E^2 \qquad [24\ .4]$$

يقال عن وسط أنه متجانس ومتماثل المناحي إذا لم تؤدِ عمليتا الانسحاب أو دوران للمحاور الإحداثية إلى تغير في الخاصية الفيزيائية المدروسة.

يقال عن وسط إنه خطي إذا كانت العلاقة بين المسبب لظاهرة معينة في ذلك الوسط وتلك الظاهرة خطية، و هذا محقق في العديد من الأوساط كالزجاج والبلورات المصنوعة من المركب Ga As وكذلك جميع الشبكات البلورية المكعبة التي لها مركز تناظر.

ت. الوسط لا متماثل المناحي

هو الوسط الذي تتغير فيه الخواص الفيزيائية بتغير منحى الانتشارداخل البلــورة وذلك لاختلاف توزع الذرات في البلورة حيث أنهــا تتــوزع بــشكل يختلــف باختلاف منحى الانتشار، و تتحقق في هذه الأوساط الخواص التالية:

1. شعاع متجه الموجة $\vec{k}$ يتعلق باتجاه الانتشار $\vec{u}$ أي أن قياسه يتغير بتغير منحى الانتشار.

2. قرينة الانكسار n وكذلك سرعة الانتشار v تتغيران بتغير منحى الانتشار وهذا يعني أن ثابت العزل النسبي ε_r والقبولية χ يتغيران بتغير منحى الانتشار.

3. حقل الاستقطاب $\vec{P}$ يتعلق باتجاه وقياس الحقل الكهربائي الذي ولده ولا يكون متفقاً معه بالاتجاه، فكون الحقل الكهربائي $\vec{E}$ للموجة الضوئية منطبقاً على الاتجاه OX لا يعني أنه يحرض فقط استقطاباً في اتجاه OX، أي فقط $\vec{P}_x$، بل إنه في البلورات لامتماثلة المناحي يولد أيضاً استقطاباً في اتجاه OY و OZ أي $\vec{P}_y$ و $\vec{P}_z$ لذلك تعطى العلاقة بين مركبات $\vec{E}$ و $\vec{P}$ بالشكل:

$$\begin{aligned}\vec{P}_x &= \varepsilon_0\,[\chi_{xx}\vec{E}_x + \chi_{xy}\vec{E}_y + \chi_{xz}\vec{E}_z]\\ \vec{P}_y &= \varepsilon_0\,[\chi_{yx}\vec{E}_y + \chi_{yy}\vec{E}_y + \chi_{yz}\vec{E}_y]\\ \vec{P}_z &= \varepsilon_0\,[\chi_{zx}\vec{E}_z + \chi_{zy}\vec{E}_z + \chi_{zz}\vec{E}_z]\end{aligned} \qquad [25\ .4]$$

أو بشكلٍ مختصر:

$$\vec{P}_i = \varepsilon_0 \chi_{ij} \vec{E}_j \qquad [26\ .4]$$

حيث تأخذ كل من i وَ j القيم x, y, z و تعطى χ_{ij} بــ:

$$\chi_{ij} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \qquad [27\ .4]$$

أما علاقة حقل التحريض $\vec{D}$ بالحقل $\vec{E}$ فهي مشابهه لـــ [4. 27] وتعطـــى بـــ:

$$\vec{D}_i = \varepsilon_{ij}\vec{E}_j \qquad [28\ .4]$$

حيث تأخذ كل من i وَ j القيم x, y, z و تعطى ε_{ij} بـــ:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \qquad [29\ .4]$$

إن ممتد (تنسور) السماحية ε_{ij} هو ممتد متناظر أي أنه من أجل $i \neq j$ يكون: $\varepsilon_{ij}= \varepsilon_{ji}$ وبالتالي $\varepsilon_{xy}= \varepsilon_{yx}$ وَ $\varepsilon_{xz}= \varepsilon_{zx}$ وً $\varepsilon_{yz}= \varepsilon_{zy}$ فإذا اختيرت جملة محاور إحداثية بحيث ينطبق أحدها على المحور الضوئي في البلورات أحادية المحور الضوئي فإن المصفوفة يمكن أن تختصر كما يلي:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \qquad [30\ .4]$$

وبالتالي فإن:

$$\begin{aligned} \vec{P}_x &= \varepsilon_0\, \chi_{11}\vec{E}_x \\ \vec{P}_y &= \varepsilon_0\, \chi_{22}\vec{E}_y \\ \vec{P}_z &= \varepsilon_0\, \chi_{33}\vec{E}_z \end{aligned} \qquad [31\ .4]$$

وكذلك:

$$\vec{D}_x = \varepsilon_{11}\,\vec{E}_x$$
$$\vec{D}_y = \varepsilon_{22}\,\vec{E}_y \qquad [32\ .4]$$
$$\vec{D}_z = \varepsilon_{33}\,\vec{E}_z$$

وبما أن:

$$\varepsilon_r = (1+\chi) = \varepsilon/\varepsilon_0 \qquad [33\ .4]$$

فإن:

$$\varepsilon_{11} = (1+\chi_{11})\ \varepsilon_0$$
$$\varepsilon_{22} = (1+\chi_{22}).\ \varepsilon_0 \qquad [34\ .4]$$
$$\varepsilon_{33} = (1+\chi_{33}).\ \varepsilon_0$$

وهذه هي عوامل السماحية الرئيسية وهي مختلفة بشكل عام. يرمز لقرائن الانكسار الرئيسية بـــ n_x و n_y و n_z و هي مرتبطة باتجاه حقل الاستقطاب وليس باتجاه انتشار الموجة الضوئية وهو ما يميز البلورات غير المتماثلة المناحي وعندها:

$$n_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1+\chi_{11}}$$
$$n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1+\chi_{22}} \qquad [35\ .4]$$
$$n_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1+\chi_{33}}$$

4. 3. 4. 1 الاستقطاب بالانكسار المضاعف في البلورات لامتماثلة المناحي

لفهم آلية حدوث الاستقطاب في البلورات لامتماثلة المناحي لابد من استنتاج العلاقة بين قرائن الانكسار المشار إليها بالعلاقة [4. 35] ومركبات الحقل الكهربائي للموجة المنتشرة و ذلك ممكن انطلاقاً من علاقة كثافة الطاقة في تلك الأوساط، باستعمال عوامل السماحية الرئيسة، و التي تكتب بالشكل:

$$W = ½. D_i. E_j= ½. [(D_\chi . E_\chi)+ (D_y. E_y)+ (D_z. E_z)] \quad [36 .4]$$

وبالتعويض من [4. 32] يمكن إعادة كتابة العلاقة بالشكل:

$$W = ½. [(D^2_\chi /\varepsilon_{11})+ (D^2_y/\varepsilon_{22})+ (D^2_z/\varepsilon_{33})] \quad [37 .4]$$

أو بالشكل:

$$(D^2_\chi /2w\varepsilon_{11})+ (D^2_y/2w\varepsilon_{22})+ (D^2_z/2w\varepsilon_{33}) = 1 \quad [38 .4]$$

فإذا رمز لـــ:

$$z^2 = (D^2_z/2\varepsilon_0 w) \text{ و } y^2 = (D^2_y/2\varepsilon_0 w) \text{ و } x^2 = (D^2_\chi /2\varepsilon_0 w) \quad [39 .4]$$

وبالتعويض يكون:

$$[x^2/(\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)]+ [y^2/(\varepsilon_{22}/\varepsilon_0)]+ [z^2/(\varepsilon_{33}/\varepsilon_0)] = 1 \quad [40 .4]$$

ولكن:

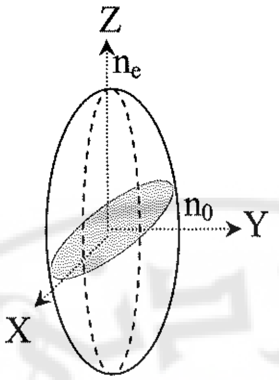
$$n^2_z= (\varepsilon_{33}/\varepsilon_0) \text{ و } n^2_y= (\varepsilon_{22}/\varepsilon_0) \text{ و } n^2_\chi= (\varepsilon_{11}/\varepsilon_0) \quad [41 .4]$$

إذا:

$$x^2/n^2_\chi + y^2/n^2_y + z^2/n^2_z = 1 \quad [42 .4]$$

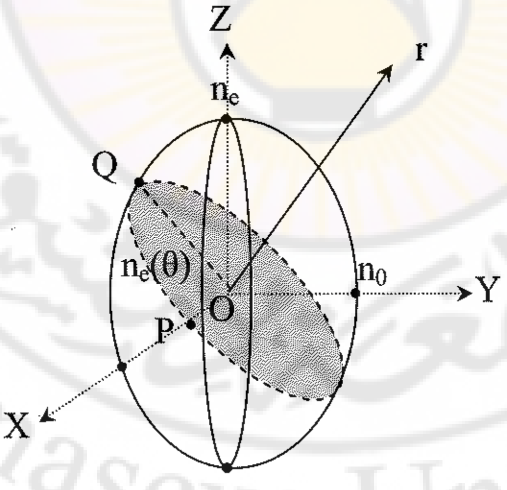
وهذه معادلة مجسم قطع ناقص أنصاف أقطاره n_χ و n_y و n_z يدعى بإهليلج قرائن الانكسار وهو مبين في الشكل (4. 11)، و في الحالة العامة تكون $n_z \neq n_\chi \neq n_y$ أما في الحالة التي يوجد في البلورة تناظرا دورانياً حول أي محور فيها و ليكن مثلاً OZ فتكون $n_\chi = n_y \neq n_z$ وعادةً تسمى $n_0 = n_\chi = n_y$ بقرينة الانكسار العادية و $n_e= n_z$ بقرينة الانكسار الاستثنائية و تكتب العلاقة [4. 42] في هذه الحالة كما يلي:

$$[(x^2+ y^2)/n^2_0] + (z^2/n^2_e) = 1 \quad [43 .4]$$



الشكل (4. 11): مجسم قطع ناقص قرائن الانكسار.

على فرض الآن أن الضوء يرد على البلورة وفق الاتجاه $\vec{r}$ و الذي يصنع زاوية θ مع OZ فيكون الاستقطاب في المستوي العمودي على $\vec{r}$ وهو القطع الناقص QOP (الشكل (4. 12)) حيث يقابل الاتجاه OP قرينة الانكسار الطبيعية (العادية) n_0 و OQ قرينة الانكسار الاستثنائية $n_e(\theta)$ و التي هي تابعة لــ θ حيث أن تغيرها يؤدي إلى تغير في مستوي الاستقطاب العامودي على r وبالتالي في قيمة قرينة الانكسار.



الشكل (4. 12): مجسم العلاقة بين قرائن الانكسار العلاقة بين n_0 و n_e و $n_e(\theta)$.

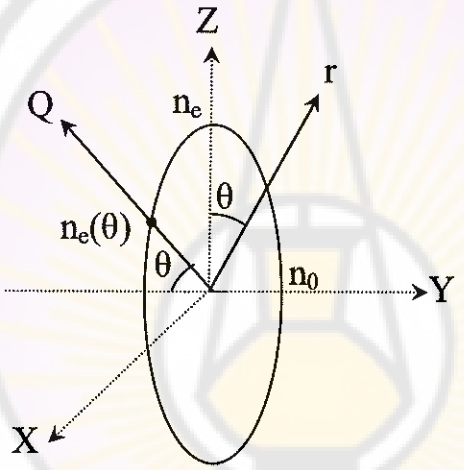
و بسبب التناظر الدوراني يمكن القبول بأن مسقط $\vec{r}$ على المستوي OXY

منطبق على المحور OY عندها يمكن دراسة العلاقة بين n_0 و n_e و $n_e(\theta)$ بالنظر إلى الشكل (4. 13) و الذي يمثل تقاطع مجسم إهليلجي قرائن الانكسار مع المستوي OYZ وهو عبارة عن قطع ناقص تعطى معادلته من العلاقة [4. 43] بعد اعتبار أن $x = 0$:

$$y^2/n^2_0 + z^2/n^2_e = 1 \qquad [4. 44]$$

و الشكل (4. 18) يظهر بوضوح أن:

$$n^2_e(\theta) = z^2 + y^2 \qquad [4. 45]$$



الشكل (4. 13): مقطع عرضي لمجسم قرائن الانكسار .

حيث $z = n_e(\theta) \sin\theta$ و $y = n_e(\theta) \cos\theta$ ومنه يكون:

$$[1/n^2_e(\theta)] = [(\cos^2\theta)/n^2_0] + [(\sin^2\theta)/n^2_e] \qquad [4. 46]$$

فإذا كان منحى الانتشار منطبقاً على OZ أو موازياً له أي $\theta = 0$ عندها:

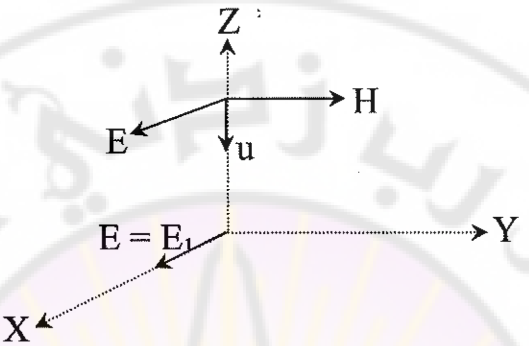
$$n_e^2(\theta) = n_0^2 \qquad [4. 47]$$

ولا يحدث انكسار مضاعف وتصبح معادلة القطع الناقص معادلة دائرة:

$$(y^2/n^2_0) + (z^2/n^2_0) = 1 \qquad [4. 48]$$

ويكون للوسط قرينة انكسار واحدة، إذاً إذا كان منحى الانتشار الضوئي منطبقاً على المحور Z فإن الضوء المستقطب المار وفق OZ والذي مستوي استقطابه يوازي OX لا يحرض سوى حقل استقطاب واحد هو P_x ولا يوجد سوى قرينة انكسار واحدة n_x وسماحية ε_{11} وسرعة v_x واحدة (الشكل (4. 14)).

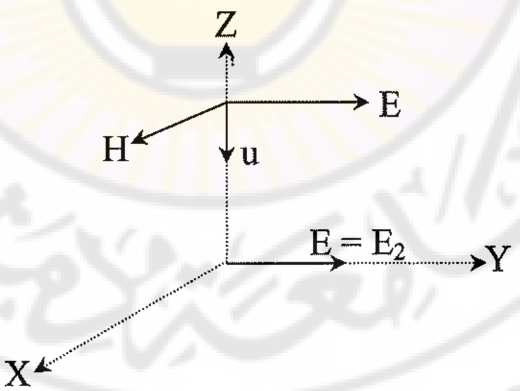
$$\vec{E} = (\vec{E}_x, 0, 0)$$
$$\vec{P}_x = \varepsilon_0\, \chi_{11} \vec{E}_x$$
$$\vec{P}_y = 0$$
$$\vec{P}_z = 0$$



الشكل (4. 14): الموجة الواردة باتجاه OZ و التي حقل استقطابها باتجاه OX.

وكذلك الأمر إذا كان مستوي الاستقطاب يوازي المحور OY فإنه لا يحرض سوى حقل استقطاب واحد هو P_y ولا يوجد سوى قرينة انكسار واحدة n_y وسماحية ε_{22} وسرعة v_y (الشكل (4. 15)) أي أن الموجة المستقطبة خطياً تبقى مستقطبة خطياً.

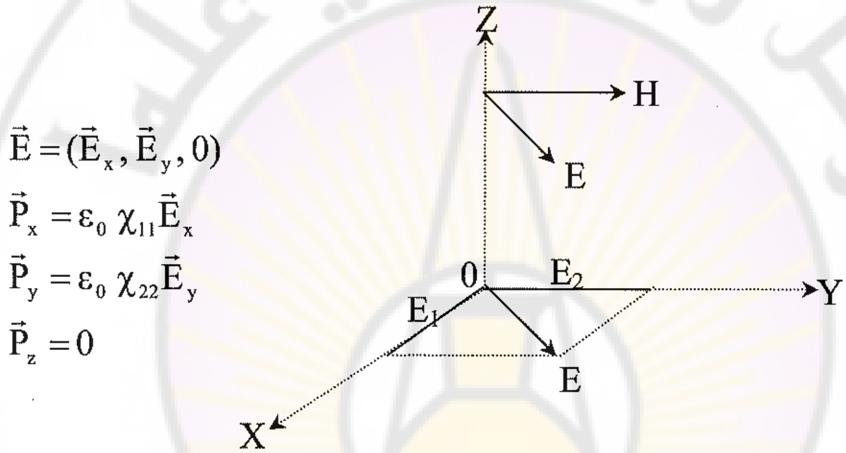
$$\vec{E} = (0, E_y, 0)$$
$$\vec{P}_x = 0$$
$$\vec{P}_y = \varepsilon_0\, \chi_{22} \vec{E}_y$$
$$\vec{P}_z = 0$$



الشكل (4. 15): الموجة الواردة باتجاه OZ و التي حقل استقطابها باتجاه OY.

فإذا كانت الموجة الواردة غير مستقطبة فإن حقلها الكهربائي يقع في المستوي

XOY ويكون له في الحالة العامة مسقطان E_x و E_y أي حقلا استقطاب و ذلك في حالة وجد قرينتا انكسار n_x و n_y مختلفتان و لكن $n_x = n_y = n_0$ وكذلك $v_x = v_y = v_0$ أي أن مركبات الحقل الكهربائي للضوء سوف لن يعاني أي تغيير لعدم وجود تغير في قرينة الانكسار (الشكل (4. 16)) و بالتالي فالضوء غير المستقطب الوارد على الوسط وفق المحور OZ يبقى غير مستقطب ولذلك يسمى هذا المحور بالمحور الضوئي لعدم وجود أي مفعول ضوئي مرتبط به و تسمى البلورات التي تحقق الشرط بالبلورات أحادية محور الضوئي.



الشكل (4. 16): الموجة الواردة باتجاه OZ وحقل استقطابها في المستوي XOY.

أما إذا كان اتجاه الانتشار للموجة الضوئية معامداً للمحور الضوئي أي $\theta = \pi/2$ عندها تكون:

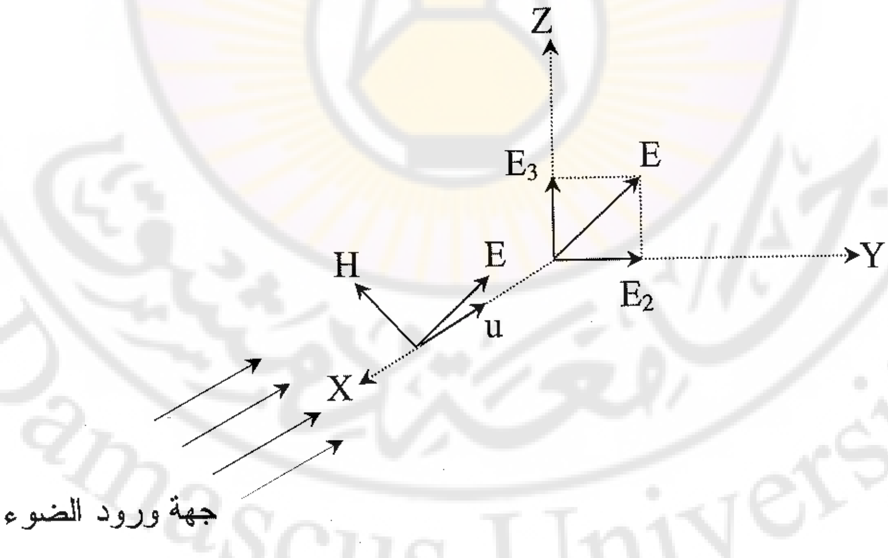
$$n_e^2(\theta) = n_e^2 \quad [4. 49]$$

بالتالي:

$$(Y^2/n^2_0) + (Z^2/n^2_e) = 1 \quad [4. 50]$$

و بالتالي إذا ورد ضوء غير مستقطب على بلورة أحادية المحور الضوئي باتجاه OX فإن الانكسار المضاعف يكون أعظمياً وتنتشر في البلورة موجتان

واحدة موازية لـــ OY (لأن اهتزازة شعاع الحقل العادي تكون عمودية على المحور الضوئي) والثانية استثنائية موازية للمحور OZ (لأن اهتزازة الحقل الاستثنائي فيها تصنع زاوية ما مع المحور الضوئي) و في الحالة العامة إذا ورد الضوء باتجاه المحور OX على بلورة قطعت بحيث يشكل المحور الضوئي زاوية θ مع OZ (الشكل (4. 17)) فإن مستوي الاستقطاب يكون موازياً للمستوي YOZ و يتحرض حقلا استقطاب P_y و P_z ويكون $n_z \neq n_y$ و $v_z \neq v_y$ أي أنه ينتشر في البلورة موجتان عوضاً عن واحدة إحداهما تطبق عليها قوانين الانكسار وتسمى بالعادية أو الطبيعية والثانية لا تطبق عليها قوانين الانكسار وتسمى بفوق العادية أو الاستثنائية و تدل التجربة على أن الحقل الكهربائي للموجة الطبيعية يكون عمودياً على المحور الضوئي و الحقل الكهربائي للموجة الضوئية الاستثنائية يصنع زاوية مع هذا المحور. يعطي فرق قرينتي الانكسار للوسط بالنسبة للشعاع العادي n_0 والاستثنائي n_z شدة الانكسارالمزدوج (المضاعف).



الشكل (4. 17): الانكسار مضاعف عند ورود الضوء على البلورة باتجاه OX حيث E_2 هو الحقل الكهربائي للموجة العادية و E_3 هو الحقل الكهربائي للموجة الاستثنائية.

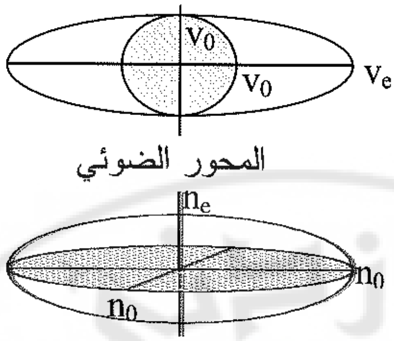
بيَّن العالم هويغنز أن انتشار الأمواج العادية يكون بشكل دائري (ذو المقطع الدائري) داخل البلورة (أمواج دائرية) أما انتشار الأمواج الاستثنائية فيكون على شكل قطع ناقص (ذو المقطع أهليلجي). فمرور حزمة دائرية عبر بلورة لامتماثلة المناحي سيؤدي إلى ظهور حزمة أخرى على شكل قطع ناقص (حزمة الأشعة الاستثنائية) تكون محيطة بالحزمة الدائرية (حزمة الأشعة العادية) و عند تدوير البلورة بحيث تبقى عموديةً على الضوء الوارد تدور الحزمة التي هي على شكل قطع ناقص حول الحزمة الدائرية و التي تبقى ثابتة و يفسر ذلك لكون حزمة ضوء الأشعة العادية O تنتشر بسرعة واحدة ولا يتعلق باتجاه منحى الانتشار وبالتالي تحافظ على الشكل الدائري أما سرعة انتشار حزمة الضوء الاستثنائي E فتعتمد على اتجاه البلورة وتتغير بتغيره وبالتالي فقرينة انكسار الأشعة الاستثنائية يتغير بين قيمتين n_0 قرينة انكسار الأشعة العادية و n_e الحد الأصغر لقرينة الانكسار أي $n_0 \geq n_e(\theta) \geq n_e$ حيث أن أن سرعتي انتشار الموجتين العادية والاستثنائية تحسب من العلاقتين:

$$v_0 = c/n_0 \qquad [51 .4]$$

و

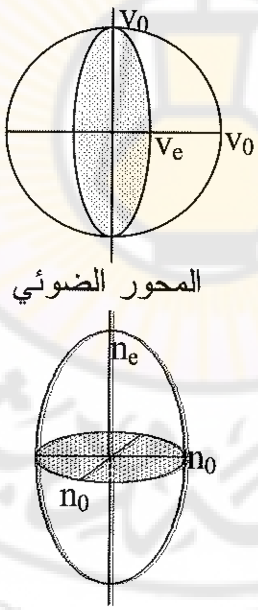
$$v_e = c/n_e \qquad [52 .4]$$

البلورات التي تظهر فيها هذه الخاصية (خاصية الانكسار المزدوج) هي بلورات: ملح لكالسيت و الكوارتز (أوكسيد السيليكون) و الميكا و السكر و الجليد...ويعتمد شكل القطع الناقص على البلورة حيث تختلف سرعة انتشار الأمواج الاستثنائية باختلاف نوع البلورة ففي بعض البلورات كالكالسيت تكون سرعة انتشار الأمواج الاستثنائية أكبر من سرعة انتشار الأمواج العادية أي أن $(v_e > v_o)$ و بالتالي $(n_e < n_o)$ لذلك تسمى بالبلورات السالبة ويمكن تمثيلها كما في الشكل (4. 18).



الشكل (4. 18): تغير سرعة انتشار الأمواج العادية و الاستثنائية و قرينة الانكسار في البلورات السالبة.

أما في بلورات أخرى كالكوارتز فإن سرعة انتشار الأمواج العادية تكون أكبر من سرعة انتشار الأمواج الاستثنائية أي $(v_e < v_o)$ و بالتالي $(n_e > n_o)$ (الشكل (4. 19)) لذلك تسمى هذه البلورات بالبلورات الموجبة.



الشكل (4. 19): تغير سرعة انتشار الأمواج العادية و الاستثنائية و قرينة الانكسار في البلورات الموجبة.

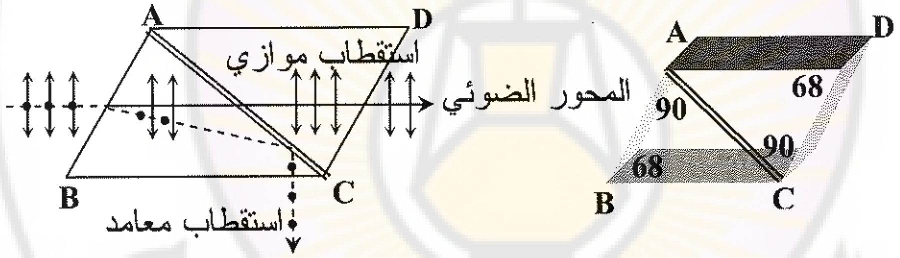
وقد وجد أن نسبة السرعتين أو نسبة قرينتي الانكسار كنسبة طولي محوري القطع الناقص أي $n_e/n_0 = v_0/v_e = a/b$ و تتساوى السرعتان عندما يكون الانتشار موازياً المحور الضوئي.

4. 3. 4. 2 المقطبات المستوية لتوليد الاستقطاب الخطي

تعد المقطبات المستوية أحد تطبيقات الاستقطاب بالانكسار المزدوج و تستعمل لهذه الغاية عدة مواشير منها: موشور نيكول و موشور روشون و موشور رولاستون.

4. 3. 4. 2. 1 موشور نيكول

ابتكر هذا الموشور من قبل العالم ويليام نيكول عام 1928 م و يتألف من بلورة من الكالسيت الشفاف طولها ثلاثة أضعاف عرضها والتي تظهر في الشكل (4. 20)).



الشكل (4. 20): موشور نيكول.

يجلخ السطحان الجانبيان CD و AB بحيث يصنعان زاوية ما بين °71 إلى °68 مع القاعدتين AD و BC. تشطر بعدها البلورة إلى قسمين متساويين ABC و ADC بحيث يكون مستوي القطر AC عمودي على السطحان الجانبيان CD وAB. يفصل بعدئذٍ السطحان ثم يعاد لصقهما بطبقة رقيقة من مادة بلسمية (بلسم كندا). يعتمد الموشور في عمله على اختلاف قرينة انكسار الضوء، فهي في الكالسيت 1.66 للشعاع العادي و 1.49 للشعاع الاستثنائي E وذلك في الاتجاه العامودي على المحور الضوئي للبلورة. أما قرينة الانكسار

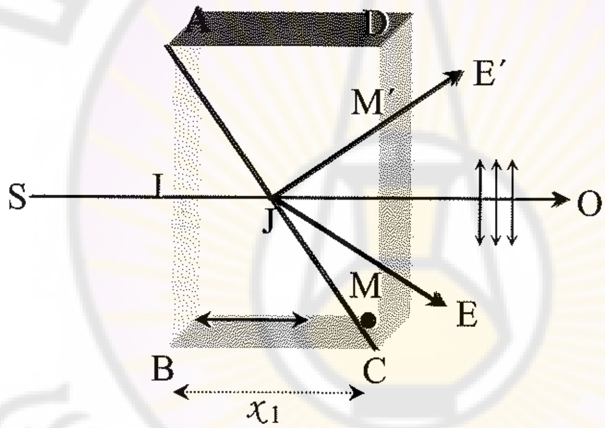
لمادة البلسم فهو 1.55 لضوء الصوديوم ذي طول الموجة $\lambda = 589.3\ nm$؛ أي أن $n_0 > n_p > n_E$. عند سقوط الحزمة الضوئية على هذا الموشور فإنه يحدث انكسار مزدوج إلى حزمتين O و E وتكون اهتزازات الشعاع العادي عمودية على المقطع الأساسي للبلورة بينما يهتز الشعاع الاستثنائي في مستوي المقطع الأساسي للبلورة وتميزه الأسهم. عند سقوط الشعاع العادي على البلسم، فإنه ينتقل من وسط أكثر كسراً إلى وسط أقل كسراً وبالتالي يمكن أن يعاني انعكاساً كلياً وذلك في حال أصبحت زاوية وروده أكبر من الزاوية الحرجة θ_c والتي يمكن حساب قيمتها من علاقة ديكارت:

$$\theta_c = 69° \Leftarrow (1.66).\ \sin\theta_c = (1.55).\ \sin 90 \qquad [53\ .4]$$

وهو مايفسر سبب قطع البلورة بزاوية ما بين 71° إلى 68°. أما الشعاع الاستثنائي فإنه يعبر من وسط أقل كسراً إلى وسط أكثر كسراً فينفذ من خلال البلسم ويخرج من السطح الآخر للموشور كحزمة ضوئية مستقطبة استقطاباً مستوياً توازي اهتزازها المستوي الرئيسي للبلورة. فإذا وضع موشور نيكول آخر بحيث يكون مستوي قطره موازياً للمستوي القطري للموشور الأول فإن الأشعة النافذة من الموشور الأول تمر من الآخر وستخرج استثنائية ويعرف هذا الوضع للموشورين بوضع التوازي، و إذا أدير الموشور الثاني حول محوره الضوئي بحيث يتعامد الموشور الثاني مع الأول، فإن الأشعة النافذة من الموشور الأول سوف لن تمر من الآخر بل سيعاني الشعاع النافذ من الموشور الأول انعكاسا كليا عند سطح إلتصاق شطري الموشور الثاني، لأن الشعاع الاستثنائي بالنسبة للموشور الأول سيصبح شعاعاً عادياً بالنسبة للموشور الثاني ويحدث له الانعكاسٌ كلي. يسمى الموشور الأول بالمقطب لأنه ولد الاستقطاب والآخر بالمحلل لأنه يحدد مستوي الاستقطاب، ويستخدم هذان الزوجان من المواشير في قياس الاستقطاب.

4. 3. 4. 2. 2 موشور روشون

يتألف الموشور (الشكل (4. 21)) من موشورين ثلاثيين قائمي الزاوية مقطع أحدهما ABC ومقطع الآخر ADC يوضع الموشوران متلاصقين بحيث يؤلفان متوازي مستطيلات مقطعه ABCD ويلصقان وفق الوجه القطري AC باستخدام الغليسرين أو زيت الخروع. لكلا الموشورين مادة واحدة كالكالسيت أو الكوارتز ويكون أحدهما (ABC) مثلاً مقطوعا بحيث يكون محوره الضوئي عمودياً على السطح AB الذي يسقط عليه الضوء والموشور الآخر ACD مقطوعا بحيث يكون محوره الضوئي عمودياً على مستوي الشكل (4. 21).



الشكل (4. 21): موشور روشون (يمثل السهم و النقطة داخل البلورة جهة المحور الضوئي لكل موشور).

إذا ورد شعاع SI ناظميا على السطح AB فإنه لا يحدث انكسار مضاعف في الموشور الأول ABC أما عند الحرف فينقسم الشعاع الضوئي IJ إلى شعاعين:

1. عادي: اتجاه اهتزازه عمودي على المقطع الأصلي للموشور ACD وينفذ على استقامة JO لأن سرعته في الموشور الثاني تساوي سرعته في الموشور الأول فلا يعاني أي انكسار.

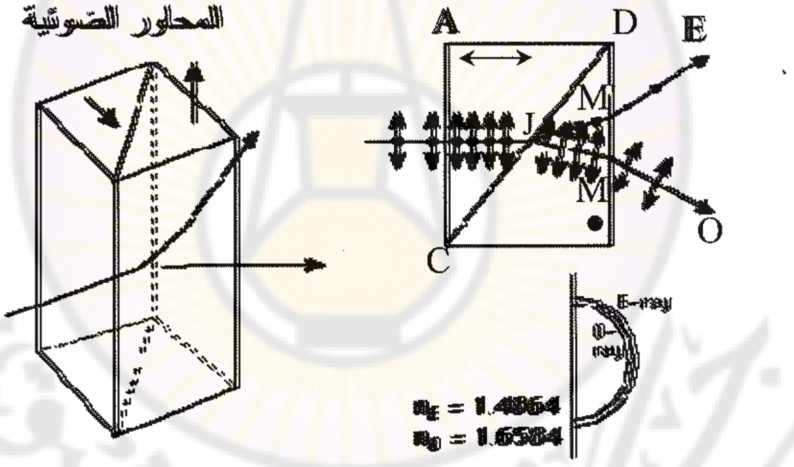
2. استثنائي يكون اهتزازه في المقطع الأصلي للموشور ACD أي يهتز موازياً للمحور الضوئي x_2 العمودي على مستوي الشكل (4. 21) و عندها:

– ينتج الشعاع ME إذا كانت بلورة الموشورين سالبة أي: $n_e < n_0$.

– أما إذا كانت البلورة موجبة $n_e > n_0$ فالشعاع يبرز وفق M´E´.

4. 3. 4. 2. 3 موشور رولاستون

يشبه الموشور رولاستون موشور روشون من حيث التكوين ويصنع من الكوارتز ذي قرينة الانكسار n_0 للموجة الطبيعية مساوية إلى 1.544 و قرينة الانكسار للموجة الاستثنائية n_E مساويةً إلى 1.553. حيث تتغير قرينة انكسار الأشعة الاستثنائية n_e من n_E إلى n_0 (الشكل (4. 22)).



الشكل (4. 22): موشور رولاستون (يمثل السهم و النقطة داخل البلورة جهة المحور الضوئي لكل موشور).

بما أن المحور الضوئي للموشور الأول ABC يكون موازيا للسطح الذي يسقط عليه الضوء فإذا ورد شعاع ناظمي على السطح يكون سير الشعاع العادي منطبقاً على سير الشعاع الاستثنائي ولكن سرعة الشعاع العادي تكون أكبر $v_0 > v_e$ ذلك لأن: $n_0 < n_e$ أما اهتزازته فهي عمودية على المحور الضوئي،

واهتزازة الشعاع الاستثنائي تكون موازية لهذا المحور. عندما يسقط الشعاع العادي على الوجه القطري AC ينفذ إلى الموشور الثاني كشعاع استثنائي لأن اهتزازته موازية للمحور الضوئي لهذا الموشور والعمودي على الوجه DC لهذا ينحرف مبتعداً عن منحى الشعاع الوارد باتجاه الرأس D متخذا المسار ´JM. أما الشعاع الاستثنائي فينكسر في الموشور الثاني لشعاع عادي لأن اهتزازته في هذا الموشور تكون معامدة لمحور استقطاب الضوء فتبتعد باتجاه الرأس C فيأخذ المسار JM.

4. 3. 4. 3 توليد الاستقطاب الدائري والإهليلجي في البلـورات اللامتماثلـة المناحي أحادية المحور الضوئي

كما ذكر آنفاً، عند ورود ضوء مستقطب خطياً (خارجاً من موشور نيكول مثلاً) على صفيحة من الكالسيت مقطوعة بحيث يكون محورها الضوئي موازياً لسطحها تنتشر في البلورة موجتان: عادية كروية حقلها عمودي على المحور الضوئي للبلورة واستثنائية إهليلجية حقلها الكهربائي موازٍ لذلك المحور و بعد أن تقطع هاتان الموجتان كامل سماكة الصفيحة d ينتج فرق المسير بينهما و بالتالي فرق في الطور، فإذا المسير الضوئي للشعاع العادي هو n_0d و المسير الضوئي للشعاع الاستثنائي هو n_ed ففرق المسير بين الشعاعين يعطى بـ:

$$\Delta r = d \,.\, (n_0 - n_e) \qquad [54\ .4]$$

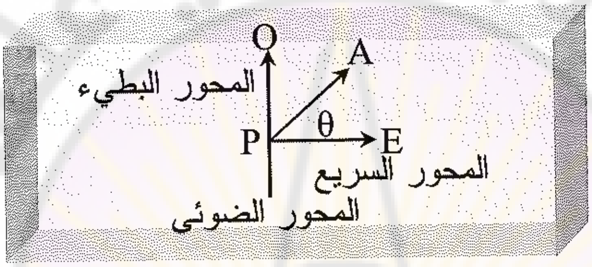
أما فرق الطور فهو:

$$\varphi = (2\pi/\lambda).\ d.\ (n_0 - n_e) \qquad [55\ .4]$$

حيث d يمكن أن تمثل سماكة الصفيحة أو امتداداً ما يخترق الضوء من هذه الصفيحة و عندما تزداد d تزداد φ.

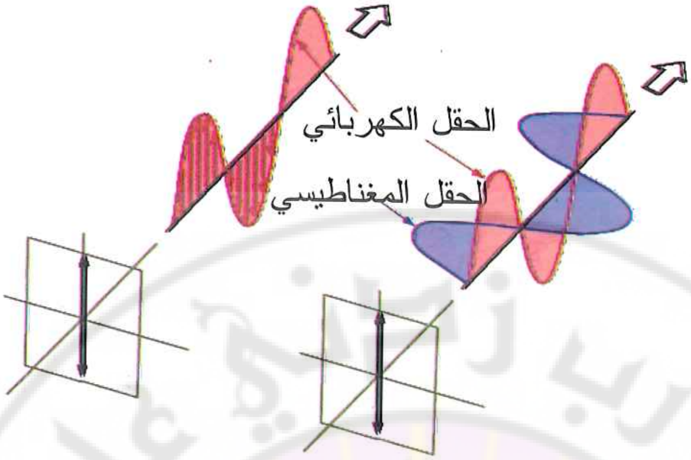
يدعى الاتجاهان الموازي والمعامد لجهة الضوء بالمحور السريع والمحور

البطيء فإذا وردت حزمة مستقطبة على نقطة P من صفيحة لا متماثلة المناحي بحيث تصنع اهتزازتها زاوية θ مع المقطع الأصلي للصفيحة (وجه الصفيحة) وكانت سعة الموجة الواردة A فإن هذه الموجة تنقسم إلى مركبتين تسيران بنفس الجهة بعد خروجهما من البلورة ولكن اهتزاز كل منهما يكون معامداً للآخر سعة الأولى هي $E = A. \cos\theta$ تنتشر بالسرعة الأكبر v_e أي تنتشر وفق المحور السريع وسعة الثانية هي $O = A. \sin\theta$ تنتشر بالسرعة الأصغر v_0 أي تنتشر وفق المحور البطيء (الشكل (4. 23)).



الشكل (4. 23): جهة الانتشار في البلورة.

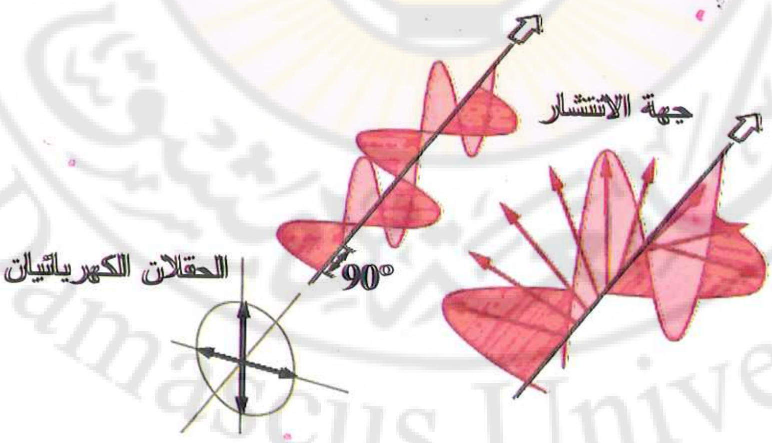
في أي نقطة داخل البلورة توجد موجتان فرق الطور بينهما φ واهتزاز كل منهما معامد للأخرى وتواترهما متساوٍ ويساوي تواتر الضوء الوارد. يمكن للاهتزازتين أن تتراكبا وتصبح المسألة مسألة حركتين موجيتين متعامدتين وبالتالي اهتزاز الحزمة المحصلة تأخذ شكلاً معيناً عند خروجها من البلورة حسب فرق الطور الذي يتعلق بالسماكة وبطول الموجة وبقرائن الانكسار داخل البلورة ويكون الشكل واحداً من الأشكال الموضحة في الشكل (4. 3) و المحصورة داخل مستطيل أطوال أضلاعه $2A\sin\theta$ و $2A\cos\theta$ فمن أجل فرق طور $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi$ الاهتزازات الخطية الواردة على الصفيحة و المبينة بالشكل (4. 24) تخرج منها دون تغير فيها و من أجل $\varphi = \pi, 3\pi, 5\pi$ تتحول إلى اهتزازات خطية إلى اهتزازات خطية أخرى تصنع زاوية 2θ مع الاهتزازة الأصلية الواردة.



الشكل (4. 24): اهتزاز الحقل الكهربائي في حالة الضوء المستقطب خطياً.

لكي تعطي البلورة ضوءاً مستقطباً استقطاباً دائرياً الـشكل (4. 25) يجـب أن يتحقق الشرطان التاليان:

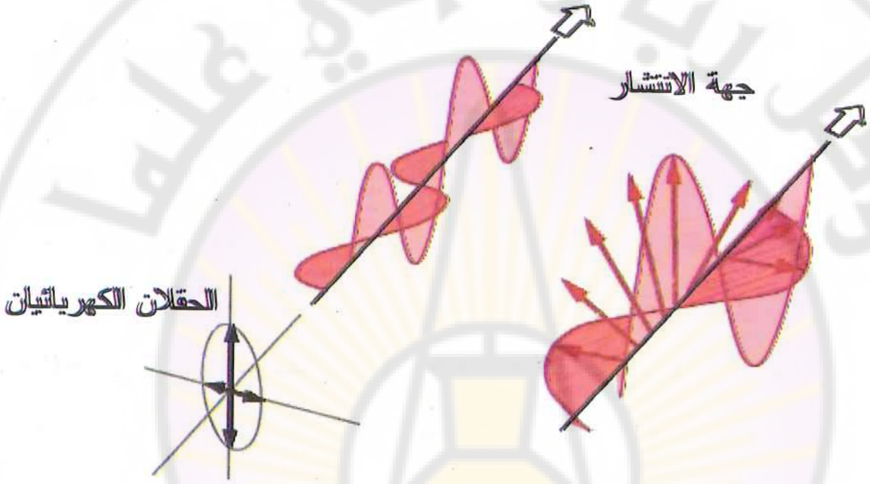
1. يجب أن يكون لمركبتي الحقل الكهربائي على O و E السعة نفسها و يتطلب هذا أن يرد الضوء المستقطب خطياً على البلورة بحيث تصنع اهتزازته زاوية θ مساوية لـ 45^0 مع المحور الضوئي للبلورة.
2. يجب أن يكون فرق الطور بينهما بمقدار $\pi/2$ أو بمقدارعدد فردي من $\pi/2$.



الشكل (4. 25): اهتزاز الحقل الكهربائي في حالة الضوء المستقطب دائرياً.

تعتمد جهة دوران الاستقطاب الدائري إلى اليمين أو إلى اليسار على نوع البلورة (موجبة أو سالبة) و على إشارة فرق الطور φ، فمثلاً من أجل فرق طور φ مساوٍ لـ $\pi/2$ في بلورة الكالسيت (و التي هي بلورة سالبة) ستكون جهة دوران شعاع الاستقطاب إلى اليسار.

أما إذا كانت للموجتين سعتين غير متساويتين أو فرق الطور لا يساوي القيم السابقة يكون الضوء الخارج من البلورة مستقطباً إهليليجياً (الشكل (4. 26)).



الشكل (4. 26): اهتزاز الحقل الكهربائي في حالة الضوء المستقطب إهليليجياً.

4. 3. 4. 4 الصفائح الربع موجية و النصف موجية و الموجية

وهي صفائح (بلورات) لامتماثلة المناحي توضع في طريق الأشعة الضوئية المستقطبة لتغير نوع أو جهة الاستقطاب و هي ثلاثة أنواع: صفائح ربع موجية و صفائح نصف موجية و صفائح موجية. فالصفيحة الربع موجية يرمز لها بـ $\lambda/4$ و تتألف من صفيحة من الميكا أو الكوارتز منضضة بحيث يكون سطحها موازياً لمحورها الضوئي و سمكها يسبب فرقاً في الطور بين اهتزاز الشعاع العادي O و E الاستثنائي مساوياً لـ 90^0 أي $\Delta\varphi = \pi/2$ ويحسب من العلاقة:

$$\Delta \varphi = (2\pi/\lambda).\ d.\ (n_0 - n_E) \qquad [56\ .4]$$

بعد تعويض $\Delta\varphi$ بـــ $\pi/2$ أي يساوي إلى:

$$d = \lambda/[4(n_0 - n_E)] \qquad [57 .4]$$

عندما نضع هذه الصفيحة أمام ضوء مستقطب خطياً ونوجهها بحيث يصنع محورها الضوئي زاوية 45^0 مع اهتزازة الضوء الوارد فإن الضوء البارز منها يكون مستقطباً دائرياً.

أما الصفيحة النصف موجية فيحقق سمكها فرقاً في الطور بين اهتزازتي الشعاعين O و E مساواً لـــ π أو 180^0 ويحسب من العلاقة [4. 56] بعد بتعويض $\Delta\varphi$ بـــ π و عندها:

$$d = \lambda/[2(n_0 - n_E)] \qquad [58 .4]$$

إن وجود فرق الطور مقداره π يؤدي إلى تغير اتجاه اهتزازة الضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً الوارد بزاوية θ (الزاوية بين اهتزازة الشعاع الوارد ومقطع البلورة الأصلي) على الصفيحة النصف موجية لتصنع زاوية 2θ وبذلك فالشعاع البارز منها يكون مستقطباً استقطاباً مستوياً ومنحاه وفق القطر الثاني للمستطيل (الشكل (4. 3)) لذلك تستخدم هذه البلورة لمعرفة منحى الاهتزازة المستقيمة أو لمقارنة حقلين مستقطبين متجاورين جداً حيث يغطى أحدهما بصفيحة نصف موجية.

الصفيحة الموجية تكون الاهتزازة النافذة مماثلة للاهتزازة الواردة عليها ويعطى سمكها من العلاقة السابقة [4. 56] بتعويض علاقة $\Delta\varphi$ بـــ 2π و تستخدم كمرشح للألوان كما يلي: إذا مر ضوء أبيض بين مقطب و محلل متعامدين فإنه لن ينفذ من المحلل. عند وضع الصفيحة موجية مصنوعة من أجل طول موجي معين بين المقطب و المحلل فإن الضوء ذا الطول الموجي الذي تعمل عنده البلورة سوف ينفذ من البلورة دون أن يعاني أي تغير في جهة و نوع استقطابه و بالتالي لن يمر من المحلل أما الأضواء ذات الأطوال الموجية الأخرى فسوف

تعاني تغيراً في الاستقطاب يتناسب و طول موجتها مما يجعل زاوية استقطابها غير متعامدة مع المحلل و بالتالي تمر منه. فمثلا: ورد ضوء أبيض على صفيحة موجية موضعة بين مقطب ومحلل متعامدين وكانت الصفيحة تعمل عند الضوء الأخضر فإن الألوان كلها سوف تمر من المحلل عدا اللون الأخضر.

4 .4 كشف استقطابية الضوء

لكشف استقطابية ضوءٍ ما و معرفة فيما إذا كان هذا الضوء مستقطباً كلياً أو جزئياً أو غير مستقطب؛ وإذا كان مستقطباً تميز نوعية استقطابيته (خطية أم دائرية أم إهليلجية) يمرر الضوء أولاً من خلال مقطب (محلل)، و يمكن عندها تميز حالتين رئيسيتين:

1. شدة الضوء لاتتغير بعد المحلل أو مع دوران المحلل: في هذه الحالة توضع صفيحة ربع موجية قبل المحلل و يدار المحلل فإذا لم تتغير شدة الضوء فالضوء غير مستقطب، أما إذا تغيرت شدة الضوء فهناك احتمالين:
   - وجود شدة معدومة و هذا يعني أن الضوء مستقطب دائرياً.
   - أو وجود شدة عظمى و شدة صغرى غير معدومة مما يعني أن الضوء مزيج من ضوء مستقطب خطياً و دائرياً.
2. شدة الضوء تتغير مع دوران المحلل: فإذا انعدمت الشدة عند زاوية معينة لدى تدوير المحلل فذلك يدل علىْ أن الضوء الوارد على المحلل هو ضوءٌ مستقطبٌ خطياً. أما في حال عدم انعدام الشدة، توضع قبل المحلل صفيحة ربع موجية بحيث يكون محورها موازٍ لمنحى الشدة (يمرر الشدة العظمى) فإذا تم بتدوير المحلل الحصول على شدة معدومة فهذا يعني أن الضوء مستقطب إهليلجياً. أما في حال عدم الحصول على شدة معدومة أثناء تدوير المحلل فهناك احتمالان:
   - الشدة العظمى في نفس الوضع (الوضع الابتدائي للصفيحة الربع موجية

و المحلل) مما يدل على أن الضوء مزيج من ضوء مستقطب خطياً و غير مستقطب.

- الشدة العظمى في وضع مختلفة عن الوضع الابتدائي للصفيحة الربع موجية و المحلل و هنا يكون الضوء مزيجاً من ضوء مستقطب خطياً و ضوء مستقطب أهليلجياً.

ملاحظة: الصفيحة الربع موجية $\lambda/4$ كما ذكر آنفاً تخلق فرقاً إضافياً في الطور بين مركبتي الحقل الكهربائي للضوء قدره $\pi/2$، فإذا مر من خلالها ضوء مستقطب دائرياً أو إهليلجياً والذي يملك فرقاً ابتدائياً بالطور بين مركبتي حقله الكهربائي قدره $\pi/2$ أصبح فرق الطور الكلي بين المركبتين بعد عبورهما للصفيحة مساوياً لـ π. عندها سيؤدي تتراكب هاتان المركبتان إلى تغير استقطاب الضوء ليصبح مستقطباً خطياً في اتجاه ما يحدد باستعمال محلل.

مسألة محلولة (4. 3): إذا استخدم لوح ربع موجي من الكوارتز مع ضوء الصوديوم ذي الطول الموجي ($\lambda = 589\ nm$):

a. فماذا يجب أن تكون قرينة انكساره الاستثنائية حتى يكون سمكه ($d = 0.016\ mm$) علماً بأن قرينة انكساره الطبيعية هي: ($n_0 = 1.544$).

b. احسب سمك لوح الزجاج ليصبح لوحاً نصف موجي، ثم لوحاً ذا طول موجي كامل.

الحل: a. يعوض في القانون $d_{\lambda\ 1/4} = \lambda /[4. (n_0 - n_e)]$ ومنه $n_e = 1.5438$.

b. $d_{\lambda\ 1/2} = 589 \times 10^{-9} / [2. (1.544 - 1.5438)] = 0.032$.

$d_{\lambda} = 589 \times 10^{-9} / [(1.544 - 1.5438)] = 0.064$.

b. طريقة ثانية: يمكن ملاحظة أن سمك الصفيحة النصف موجية هو ضعف سمك الصفيحة الربع موجية و سمك الصفيحة الموجية هو أربعة أضعاف الصفيحة الربع موجية أي $d_2 = 0.032\ mm$ و $d_1 = 0.064\ mm$.

4. 5 الطرق الرياضية للتعبير عن تغير الاستقطابية

4. 5. 1 مصفوفات جونز

على فرض أن موجة كهرطيسية مستقطبة خطياً حقلها الكهربائي $\vec{E}_0$ عبرت وسطاً أثر في استقطابتها بحيث نتج الحقل $\vec{E}_1$ عندها يمكن التعبير عن $\vec{E}_1$ بدلالة $\vec{E}_0$ كما يلي:

$$\vec{E}_1 = A\vec{E}_0 \qquad [4.59]$$

حيث تمثل A مصفوفة التحويل، تربط العلاقة السابقة مركبات الحقل على كل من المحورين X و Y كما يلي:

$$\begin{aligned} E_{1x} &= a_{11}E_{0x} + a_{12}E_{0y} \\ E_{1y} &= a_{21}E_{0x} + a_{22}E_{0y} \end{aligned} \qquad [4.60]$$

فمثلاً تغير الاستقطاب على المحور X فقط يكتب على الشكل:

$$E_1 = A_x E_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ 0 \end{bmatrix} \qquad [4.61]$$

أي أن:

$$A_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \qquad [4.62]$$

و هذا ما يسمى بمصفوفة جونز فهي إذاً عبارة عن المصفوفة تضم معاملات تحويل استقطاب الحزمة الواردة إلى استقطاب الحزمة النافذة. و بالمثل تغير الاستقطاب على المحور Y فقط يكتب على الشكل:

$$A_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad [4.63]$$

أما مصفوفة جونز للصفيحة نصف الموجية (Half - Wave - Plate) فتكتب

كما يلي:

$$A_{HWP} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \qquad [64 .4]$$

والتي كما هو معلوم تغير زاوية الاستقطاب الخطـي 90° أي أن الاسـتقطاب الوارد إليها بزاوية 45° (في الربع الأول) يخرج منها بزاويـة -45° (أي فـي الربع الثاني):

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \qquad [65 .4]$$

و العكس صحيح أي أن الاستقطاب الوارد إليها بزاوية -45° (في الربع الثاني) يخرج منها بزاوية 45° (أي في الربع الأول):

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \qquad [66 .4]$$

يمكن ملاحظة انعدام تأثير الصفحية نصف الموجية عندما تعبرها موجة ضوئية مستقطبة بالاتجاه X حيث:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \qquad [67 .4]$$

أي أن المحور X في مصفوفات جونز هو المحور الضوئي للبلورات لامتماثلـة المناحي (أو بمعنى أخر X هو المحور الضوئي للصفحية نـصف الموجيـة). أما مصفوفة جونز للصفيحة ربع الموجية (Quarter - Wave - Plate) فتأخذ الشكل التالي:

$$A_{QWP} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm i \end{bmatrix} \qquad [68 .4]$$

لأن الصفيحة ربع الموجية، كما ذكر سابقاً، تحول الاسـتقطاب الخطـي إلـى

استقطاب إهليجي عموماً أو إلى استقطاب دائري في حالة خاصة وهي حالة ورد عليها الضوء بزاوية 45° و تساوي سعة مركبتا حقله الكهربائي أي:

$$\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & \pm i\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1\\ 1\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1\\ \pm i\end{bmatrix} \qquad [69\ .4]$$

عند إدارة المقطب أو الصفيحة ربع الموجية أو نصف الموجية بزاوية θ يجب ضرب كل من الحقلين الكهربائيين $\vec{E}_0$ و $\vec{E}_1$ بمصفوفة دوران للحصول على القيم الجديدة أي:

$$E'_1 = R(\theta)\,E_1 \;\; \text{و} \;\; E'_0 = R(\theta)\,E_0 \qquad [70\ .4]$$

حيث

$$R(\theta)=\begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix} \qquad [71\ .4]$$

يمكن استنتاج علاقة التحويل $R(\theta)^{-1}\,R(\theta)$ كما يلي [4. 153]:

$$E'_1 = R(\theta)\,E_1 = R(\theta)\,A\,E_0 = R(\theta)\,A\left[R(\theta)^{-1}R(\theta)\right]E_0 =$$
$$\left[R(\theta)\,A\,R(\theta)^{-1}\right]R(\theta)\,E_0 = \left[R(\theta)\,A\,R(\theta)^{-1}\right]E'_0 = A'E'_0$$

و عندها:

$$A'=\left[R(\theta)\,A\,R(\theta)^{-1}\right] \qquad [72\ .4]$$

فمثلاً من أجل حزمة ترد على مقطب محوره موازٍ للمحور X يدار بزاوية θ يعطي تطبيق العلاقة السابقة مايلي:

$$A_x(\theta)=\begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}$$
$$=\begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ 0 & 0\end{bmatrix} \qquad [73\ .4]$$

و النتيجة أن:

$$A_x(\theta) = \begin{bmatrix} \cos^2\theta & (\sin\theta)(\cos\theta) \\ (\cos\theta)(\sin\theta) & \sin^2\theta \end{bmatrix} \quad [74\ .4]$$

فمن أجل زاوية $\theta = 45°$ نجد أن:

$$A_x(45°) = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad [75\ .4]$$

فمن أجل زاوية $\theta = \varepsilon$ صغيرة عندها:

$$A_x(\varepsilon) = \begin{bmatrix} 1 & \varepsilon \\ \varepsilon & 0 \end{bmatrix} \quad [76\ .4]$$

فيما يلي قيم مصفوفة لجونز لبعض القطع الضوئية:

$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ $\leftrightarrow$ مقطب ذو استقطاب أفقي.

$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ $\updownarrow$ مقطب ذو استقطاب عامودي.

$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ $\swarrow\!\!\nearrow$ مقطب موضع على الزاوية 45°.

$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$ $\nwarrow\!\!\searrow$ مقطب موضع على الزاوية 45°-.

$e^{i\frac{\pi}{4}}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}$ صفيحة ربع موجية محورها السريع (الاستثنائي) عمودي.

$e^{i\frac{\pi}{4}}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}$ صفيحة ربع موجية محورها السريع أفقي.

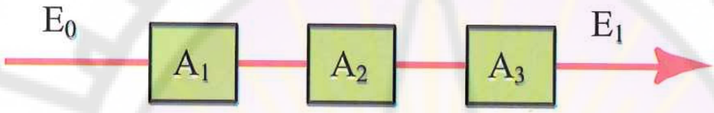
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$ ↻ مقطب دائري يميني.

$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix}$ ↺ مقطب دائري يساري.

يطبق جداء مصفوفات جونز للأوساط اللامتماثلة المناحي (الاستقطابية) في حال عبور الضوء لعدد منها كما في الشكل (4. 27).

وفي حالة اجتياز الضوء المستقطب لمقطب و محلل متعامدين يكون:

$$E_1 = A_y A_x E_0 \qquad [77 .4]$$

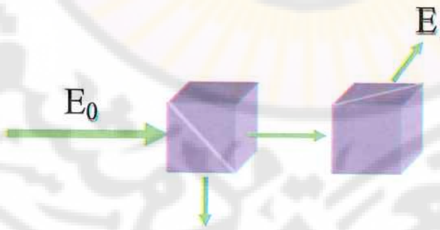


الشكل (4. 27): مصفوفة جونز للضوء المستقطب في حال عبوره أكثر من وسط استقطابي.

وبالتالي:

$$A_x A_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \qquad [78 .4]$$

أي أن الضوء لايمر كما هو موضح في الشكل (4. 28).



الشكل (4. 28): عدم عبور الضوء المستقطب لجملة مقطب – محلل متعامدين.

أما عند إدارة المقطب قليلاً بزاوية صغيرة ε ينتج مايلي:

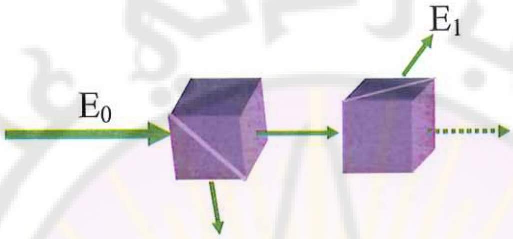
$$A_x A_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & \varepsilon \\ \varepsilon & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \varepsilon & 0 \end{bmatrix} \qquad [79 .4]$$

$$A_x A_y \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \varepsilon & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \varepsilon E_x \end{bmatrix} \qquad [80\ .4]$$

وبالتالي:

$$I_{out} \approx \varepsilon^2 I_{in} \qquad [81\ .4]$$

أي أن يمر جزء بسيط من الضوء (الشكل (4. 29)).



الشكل (4. 29): عبور جزء بسيط من الضوء المستقطب لجملة مقطب – محلل في وضع قريب من التعامد.

تغير الطور بشكل سريع لكل من مركبتي الاستقطاب على المحور X و المحور Yيعني أن الضوء يصبح غير مستقطب وتكتب عندها المركبات على الشكل:

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= \mathrm{Re}\left\{\underline{E}_{0x} e^{i[(kz-\omega t-\theta_x(t)]}\right\} \\ E_y(z,t) &= \mathrm{Re}\left\{\underline{E}_{0y} e^{i[(kz-\omega t-\theta_y(t)]}\right\} \end{aligned} \qquad [82\ .4]$$

حيث $\theta_x(t)$ و $\theta_y(t)$ يتغيران بأزمنة أقل من $1/\omega$ ولكن أسرع من قدرة أجهـــزة القياس. مصفوفة جونز لهذه الحالة تأخذ الشكل (في حال ثبات السعة):

$$\begin{bmatrix} 1 \\ \dfrac{E_{0y}}{E_{0x}} e^{i[\theta_x(t)-\theta_y(t)]} \end{bmatrix} \qquad [83\ .4]$$

أما في الواقع فالسعة تتغير أيضاً و هذه الحالـــة يـــصعب دراســـتها باســـتعمال مصفوفة جونز.

4. 5. 2 معاملات ستوكس

تستعمل لوصف شدات الضوء بجميع حالاته الاستقطابية أي الضوء المستقطب كلياً أو المستقطب جزئياً أو غير المستقطب حيث تفرض هذه الطريقة وجود أربعة كواشف ثلاثة منها مركب على مداخلها مقطبات بحيث:

الكاشف (0) يتحسس كامل تألق الإشعاع ويرمز له بـ I_0.

الكاشف (1) يتحسس تألق الإشعاع المستقطب افقياً ويرمز له بـ I_1.

الكاشف (2) يتحسس تألق الإشعاع المستقطب بالزاوية 45° ويرمز له بـ I_2.

الكاشف (3) يتحسس تألق الإشعاع المستقطب دائرياً بالاتجاه اليميني ويرمز له بـ I_3.

عندها تعطى معاملات ستوك بـ:

$$S_0 = I_0 \text{ و } S_1 = 2I_1 - I_0 \text{ و } S_2 = 2I_2 - I_0 \text{ و } S_3 = 2I_3 - I_0 \quad [4.\ 84]$$

حيث يمكن كتابتها على شكل مصفوفة كما يلي:

$$S \equiv \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad [4.\ 85]$$

أما درجة الاستقطاب فتحسب من:

$$\text{درجة الاستقطاب} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad [4.\ 86]$$

وهي تساوي 1 للضوء المستقطب و 0 للضوء العادي (غير المستقطب).

يظهر الجدول التالي مقارنة بين قيم متجهات ستوك و متجهات جونز لبعض الحالات الاستقطابية:

متجهات جونز	متجهات ستوكس	
$\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\1\\0\\0\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب الأفقي.
$\begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\-1\\0\\0\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب العمودي.
$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\0\\1\\0\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب بزاوية 45°.
$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\-1\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\0\\-1\\0\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب على بزاوية 45-°.
$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\-i\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\0\\0\\1\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب الدائري اليميني.
$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\i\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1\\0\\0\\-1\end{bmatrix}$	حالة الاستقطاب الدائري اليساري.

4. 5. 3 مصفوفات مللر

كما في مصفوفة جونز، عند عبور الضوء المستقطب لعدد من الأوساط الاستقطابية (الشكل (4. 30)) ينبغي ضرب معاملات ستوك بمصفوفات تدعى بمصفوفات مللر تصف تلك الأوساط الاستقطابية و عندئذٍ تحسب معاملات ستوكس للضوء الخارج من الجملة وفق مايلي:

$$S_{out} = M_3\, M_2\, M_1\, S_{in} \qquad [87\ .4]$$



الشكل (4. 30): مصفوفة ستوك للضوء المستقطب بعد عبور أكثر من وسط استقطابي.

وفيما يلي جدول بقيم مصفوفات مللر مقارنة بمصفوفات جونز:

مصفوفات مللر	مصفوفات جونز		
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&1&0&0\\1&1&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}1&0\\0&0\end{bmatrix}$	↔	مقطب ذو استقطاب أفقي.
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&-1&0&0\\-1&1&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix}0&0\\0&1\end{bmatrix}$	↕	مقطب ذو استقطاب عامودي.
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&0&1&0\\0&0&0&0\\1&0&1&0\\0&0&0&0\end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$	↗	مقطب موضع على الزاوية 45°.
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&0&-1&0\\0&0&0&0\\-1&0&1&0\\0&0&0&0\end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&-1\\-1&1\end{bmatrix}$	↘	مقطب موضع على الزاوية -45°.
$\begin{bmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{bmatrix}$	$e^{i\pi/4}\begin{bmatrix}1&0\\0&-i\end{bmatrix}$		صفيحة ربع موجية محورها السريع عمودي.
$\begin{bmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{bmatrix}$	$e^{i\pi/4}\begin{bmatrix}1&0\\0&i\end{bmatrix}$		صفيحة ربع موجية محورها السريع أفقي.
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&0&0&1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\1&0&0&1\end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&i\\-i&1\end{bmatrix}$	↻	مقطب دائري يميني.
$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&0&0&-1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\-1&0&0&1\end{bmatrix}$	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1&-i\\i&1\end{bmatrix}$	↺	مقطب دائري يساري.

4. 6 تداخل الضوء المستقطب

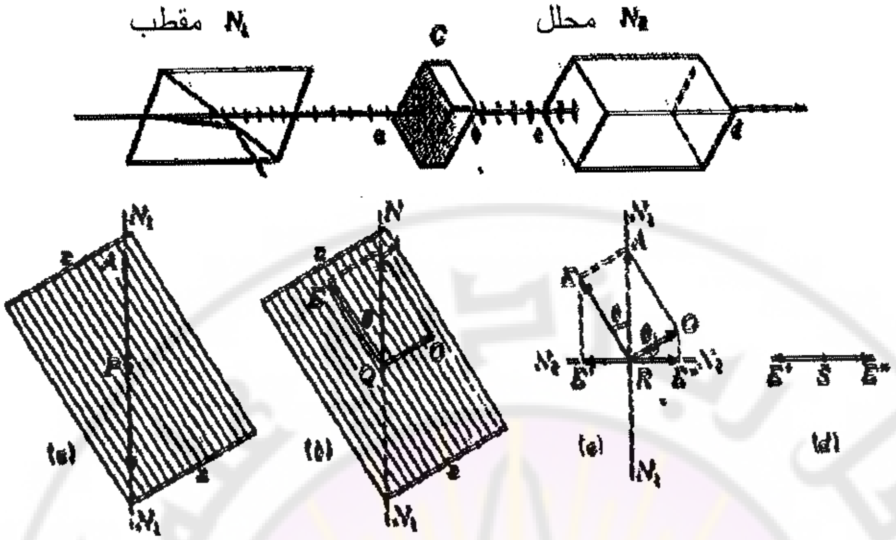
الضوء المستقطب و كما شرح سابقاً لا ينفذ من جملة مقطب – محلل متعامدين يفصل بينهما الهواء و لكن عند إدخال بلورة أحادية المحور الضوئي بينهما بحيث يكون محورها الضوئي موازياً لسطحها فإن الضوء يبروز من المحلل وذلك لأن الضوء الخارج من المقطب سوف يملك جهة استقطاب معينة هي جهة محور المقطب و لتكن على فرض شاقولية (الشكل (4. 31. a)) و عندما يرد ذلك الضوء المستقطب على بلورة موضوعة بزاوية ما و لتكن مثلاً 45° سيتحلل الحقل الكهربائي للضوء إلى مركبتين داخل البلورة و يخرج منها بحيث يكون استقطابه بشكل إهليلجي بسبب تراكب المركبيتين (الشكل (4. 31. b)) وعند وروده إلى المحلل سيتحلل الحقل من جديد إلى مركبتين عند مدخل البلورة (الشكل (4. 31. c)) بحيث يمرر المحلل مسقطيهيما على محوره الأفقي (الشكل (4. 31. d)) و يتداخل هذان المسقطان على سطح الخارجي لمخرج البلورة، و في حالة التداخل يتعلق فرق الطور بطول الموجة و بسماكة الصفيحة البلورية d وبفرق قرائن الانكسار حيث:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d\,(n_E - n_O) \qquad [4.\ 88]$$

لذا فإن الضوء يتحلل إلى ألوان إذا كان ضوءاً مركباً أو أبيض وهذه الظاهرة تسمى بالاستقطاب اللوني وتدرس في حالتين:

*عندما تكون الأشعة الساقطة على الصفيحة متوازية.

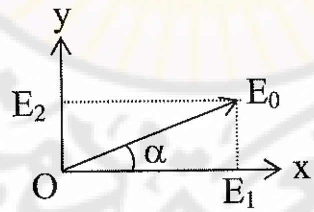
*عندما تكون الأشعة الساقطة على الصفيحة متمحرقة.



الشكل (4. 31): بلورة أحادية محورها الضوئي موازٍ لسطحها موضوعة بين مقطب و محلل الأشكال (a) و (b) و (c) و (d) توضح كيفية اهتزاز الضوء في النقاط a و b و c و d.

4. 6. 1 تداخل الضوء المستقطب (حالة الأشعة المتوازية)

عند سقوط ضوء مستقطب (وارد من المقطب محوره Op) على بلورة أحادية المحور الضوئي بشكل ناظمي تتحلل اهتزازة E_0 إلى مركبتين على المحورين Ox و Oy كما في الشكل (4. 32).



الشكل (4. 32): مساقط الحقل الكهربائي للضوء على البلورة، الشكل موازٍ لسطح الموجة ووجهي البلورة.

حيث α هي الزاوية بين E_0 و Ox أو بمعنى الزاوية بين محور المقطب Op و

محور البلورة، عندها:

$$E_1 = E_0 \cos \alpha \qquad [89\ .4]$$

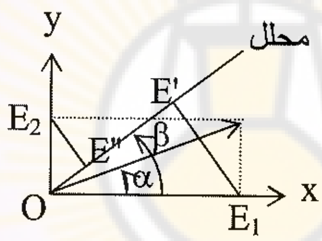
$$E_2 = E_0 \sin \alpha \qquad [90\ .4]$$

وهاتان الاهتزازتان تنتشران بسرعتين مختلفتين و تراكبهما عند خروجهما من البلورة – كما ذكر سابقاً – يولد اهتزازة إهليلجية شدتها مساوية لشدة الأشعة الواردة، و عندما ترد هتان الاهتزازتان على المحلل فستنفذان بسعتين جديدتين على منحى الاهتزازة OA هما:

$$E' = E_0 \cos \alpha \cos \beta \qquad [91\ .4]$$

$$E'' = E_0 \sin \alpha \sin \beta \qquad [92\ .4]$$

حيث β هي الزاوية بين Ox وOA كما هو موضح في الشكل (4. 33).



الشكل (4. 33): مساقط الحقل الكهربائي للضوء على المحلل.

و بالتالي فالحقل الكهربائي الكلي يعطى بالعلاقة:

$$\vec{E} = \vec{E}' + \vec{E}'' \qquad [93\ .4]$$

و بتربيع العلاقة يمكن الحصول على معادلة الشدة وهي:

$$I = E''^2 + E'^2 + 2E'E''\cos\varphi \qquad [94\ .4]$$

و التي يمكن أن نكتب على الشكل:

$$I = (E' - E'')^2 + 4E'E''\cos^2\frac{\varphi}{2}$$
$$I = (E' + E'')^2 - 4E'E''\sin^2\frac{\varphi}{2} \qquad [95 .4]$$

وبتعويض ´E , ″E بقيمهما يكون:

$$I = E_0^2[\cos^2(\alpha+\beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos^2\frac{\varphi}{2}]$$
$$I = E_0^2[\cos^2(\alpha-\beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\frac{\varphi}{2}] \qquad [96 .4]$$

وهكذا إذا ورد ضوء أبيض فإن الحد الأول الذي لا يتعلق بالطور يمثل شدة الضوء الأبيض ولاعلاقة له بالألوان أما الحد الثاني فهو المسؤول عن تغير الألوان لعلاقة λ بفرق الطور φ.

تستخدم دائماً المعادلة التي يكون فيها φ موجباً حيث أن شدة الإضاءة في كل الحالات مضافة للضوء لامنقوصة منه لذا فإذا كان محوري المقطب و المحلل Op وOA في نفس الربع كان $\sin 2\alpha \sin 2\beta > 0$ فتستعمل المعادلة الأولى أما إذا كان OA و Op في ربعين مختلفين كان $\sin 2\alpha \sin 2\beta < 0$ و عندها تستعمل المعادلة الثانية.

المعادلة [4. 94] تبين أن شدة الضوء النافذ I تتوقف على المقادير 'E و "E و φ. إن 'E و"E لاعلاقة لهما بسمك الصفيحة أو الطول الموجي للضوء المستخدم على عكس فرق الطور φ و بالتالي فإن الاختلاف الصغير الحاصل في فرق طور بين الأشعة المختلفة نتيجة لقطع ضوء مركب (أبيض) لسماكة الصفيحة يؤدي إلى ظواهر التداخل اللونية و التي ترى بعد المحلل.

إذا كانت $\beta = \frac{\pi}{2}$ و $\alpha = m\frac{\pi}{2}$ فإن إحدى المركبتين 'E أو "E تنعدم وتختفي ظواهر التداخل ويحدث ذلك حينما تكون اهتزازة المقطب أو المحلل موازية

لأحد محوري الصفيحة فتبطل عندئذ حادثة الألوان.

يمكن أن تكون المركبتان E' وE'' من إشارة واحدة أو إشارتين مختلفتين تبعاً لكون Op وOA إما في نفس الربع أو في ربعين متجاورين ويكون فرق الطور في الحالة الأولى مساوياً لـ $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r$ أما في الحالة الثانية فهو مساوٍ لـ $\frac{2\pi}{\lambda}\Delta r + \pi$ (و هو مكافئ لانزياح هدب مضيء كامل).

تكون ظاهرة التداخل اللوني مشوبة بالبياض عندما تكون المركبتان E' و E'' غير متساويتين ويزداد البياض كلما ازداد التفاوت بين المركبتين، بينما تغدو ظاهرة التداخل اللوني أشد وضوحاً عندما تتساوى المركبتان أي عندما $E' = E''$ ويتحقق ذلك عندما:

- $\alpha = \beta = \frac{\pi}{4}$ أي أن المقطب والمحلل متوازيان و يكون التداخل ذا مركز مضيئ.

- $\beta = \frac{3\pi}{4}$ و $\alpha = \frac{\pi}{4}$ أي أن المقطب والمحلل متعامدان و يكون التداخل ذو مركز مظلم.

أما عندما $\alpha = \beta = 0, \pi, ..$ فإن الإشابة بالأبيض تكون أعظمية وخطوط التداخل غير واضحة.

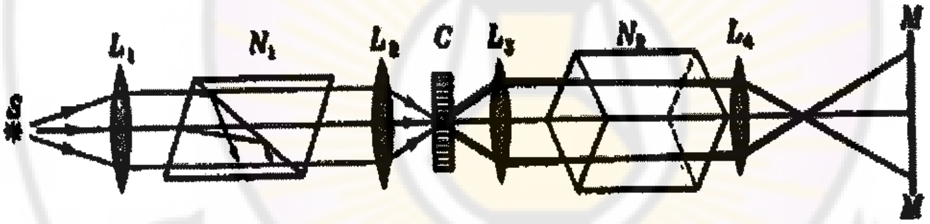
لاتتغير ظواهر التداخل إذا تبادل المحلل والمقطب المناحي إذ يمكن التبديل بين α، β في عبارة E' وE'' دون أن تتغير قيمة هذين المقدارين. أما إدارة إحدى المقطبين بزاوية $\frac{\pi}{2}$ و ترك الآخر ثابتاً في مكانه فيؤدي إلى عكس ترتيب ومواقع الألوان.

لاتظهر الألوان إلا إذا كان فرق المسير Δr أصغر من بضع مكرونات أمـــا إذا كان Δr أكبر من ذلك فإن ما يظهر هو الضوء الأبيض ذو الرتب العليا و الذي إذا ما حلل بموشور وجد أنه يتألف من طيف مخطط ذي خطوط متراصة تزداد تراصاً وعدداً بازدياد سمك البلورة وتقاس شدة الانكسار المــضاعف $(n_E - n_0)$ لصفيحة البلورة عندها بإحصاء عدد الخطوط المظلمة في الطيــف المحــصورة بين طولين موجيين λ_1 و λ_2 والتي تعطى بالعلاقة:

$$m = \Delta r \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 . \lambda_2} \qquad [97\ .4]$$

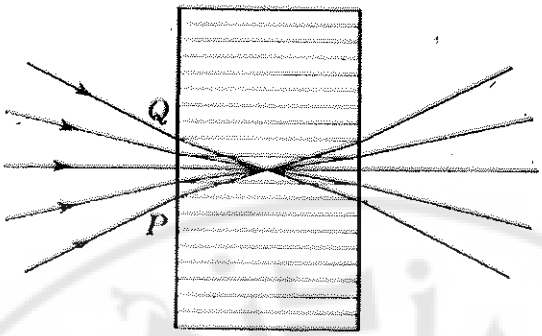
4. 6. 2 تداخل الضوء المستقطب (حالة الأشعة المتقاربة)

ليكن الترتيب الضوئي المبين في الــشكل (4. 34) و الــذي فيــه البلــورة C مقطوعة بحيث يعامد المحور الضوئي فيها سطح البلورة بعكس الحالة السابقة



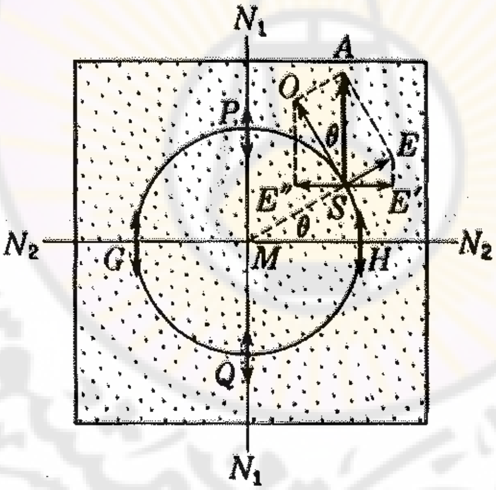
الشكل (4. 34): الترتيب التجريبي لتداخل الضوء المستقطب و المتقارب.

إن الأشعة التي ترد إلى بلورة وفق المحور الضوئي لا يعاني أي تغير ولايوجد هناك فرق في الطور بينهما ولايمكن التمييز بينهما أما الأشعة الأخرى المائلــة كالشعاعين Q و P والتي يصنع ورودها زاوية مع البلورة الشكل (4. 35) فهي تقطع مسافة أطول وكل واحد منهما ينقسم إلى الــشعاعين طبيعــي و اســتثنائي نتيجة وجود الانكسار المضاعف فــي البلــورة يخترقــان البلــورة بــسرعتين مختلفتين.



الشكل (4. 35): عبور الأشعة للبلورة.

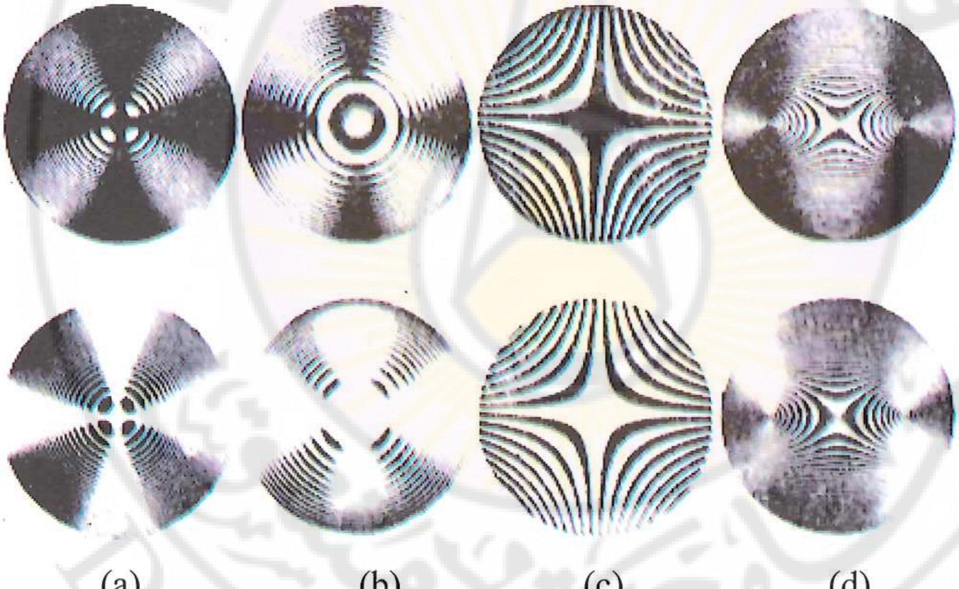
إذا كانت الحزمة متقاربة تقارباً شديداً فإن النقاط التي ترد إليها الأشعة تقع على محيط دائرة مثل النقاط (H و G و Q و P) و الأشعة التي تعبر هذه النقاط تقع على السماكة نفسها ويكون بينها بعد نفاذها من البلورة فرقاً ثابتاً في الطور كما في الشكل (4. 36).



الشكل (4. 36): رسم تفصيلي لعبور الأشعة المتقاربة جداً للبلورة

يخرج الضوء من المقطب مستقطباً واتجاه اهتزازه يوازي N_1 فيصل إلى الصفيحة في نقطة ما من محيط الدائرة مثل S بسعة وقدرها E_0 ولايكون عندها معامداً لسطح الصفيحة فينقسم إلى شعاعين E و O و بما أن المستوي الورود يحوي المحور الضوئي فإن هذين الشعاعين يقعان في هذا المستوي وتكون سعة

اهتزاز الشعاع الاستثنائي $E = E_0 \sin\theta$ و يقع في مستوي الــورود والعــادي $O = E_0 \cos\theta$ و تكون معامدة للشعاع الاستثنائي E و عند وصــولهما إلــى المقطب الآخر (المحلل) فإنه لايمرر سوى مسقطيهما في الاتجاه N_2 وهما "E و 'E وهما باتجاه واحد فيتداخلان ويتعلق تداخلهما بفرق الطور بينهما والذي يكون ثابتاً من أجل جميع نقاط الدائرة التي تقع على النقطة S وتختلف من دائرة إلــى أخرى.إذا كانت سماكة الصفيحة لاتتعدى بضع مليمترات فسنحصل على طيــف يحتوي على بعض الخطوط الدائرية السوداء التي تبعد عن بعضها بعداً منتظمــاً بنفس فرق الطور بين الواحدة والأخرى بمقدار 2π وهي توافق التداخل الهدام. تكون هذه الخطوط شديدة التلوين في حالة الضوء الأبيض، كما يمكن مــشاهدة خطوط سوداء متصالبة كما في الشكل (4. 37).



الشكل (4. 37): تداخل الضوء المستقطب: (a) و (b) في حال استخدام بلورة محورها الضوئي غير موازٍ لسطحها أما (c) ففي حال استخدام بلورة محورها الضوئي موازٍ لسطحها و (d) في حال استخدام بلورة لها محوريان ضوئيان.

يفسر ظهور الخطوط السوداء كما يلي: المركبتان ′E و″E تسعيان إلــى الــصفر

مع اقتراب S من الأطراف G و H ويبرز الضوء من البلورة باهتزازة كاهتزازة الضوء العادي لذا فإن المحلل لايمررها كما أن الضوء الساقط في النقطة P و Q يبرز من الصفيحة وتكون اهتزازته كاهتزازة الشعاع E ولاتمر أيضاً. لذا فإن الاتجاهين الموافقين لاتجاهي المحلل والمقطب N_1 و N_2 يوافقان انعدام الضوء. في مجموعة الأهداب تكون شدة الأهداب عظمى في الاتجاه الذي يصنع فيه الضوء زاوية 45 مع N_1 و N_2. أما في حال وجود المقطب والمحلل متعامدين فإن الألوان في الأهداب تصبح متممة للأهداب في الحالة الأولى بدقة عالية. يمكن إلغاء المناطق المتصالبة بإدخال صفيحة ربع موجية قبل البلورة وبعدها لجعل الاستقطاب الداخل دائرياً ولا توجد اتجاهات متمايزة في هذه الحالة. يستفاد من هذه الطريقة في صنع المنظار الضوئي الحلقي فالناظر من خلال المجموعة يرى حلقة الضوء الأبيض الناتج عن التداخل ومركز الحلقات يكون عمودياً تماماً على خط نظر المجرب وهذا المنظار يستخدم في بنادق القناصة كأداة للتصويب الدقيق جداً. في حال صفيحة محورها الضوئي موازٍ لسطحها فإن الأهداب لاتعود دائرية بل تأخذ شكل قطع زائد. التداخل البناء أو الهدام في مركز القطع يعتمد على فرق الطور.

4. 6. 3 المجهر الاستقطابي

يعد المجهر الاستقطابي أحد أهم تطبيقات ظواهر الاستقطاب في الحياة العملية فهو يستخدم في الدراسات عامل الجودة والكمية للعينات وهو أداة رئيسية في الجيولوجيا وفي علم المواد و الفلذات وفي البيولوجيا وفي الكيمياء وحتى في الطب. ففي التطبيقات الجيولوجية يستعمل بشكل رئيسي لكشف المعادن في الرقاقات مأخوذة من الصخور و في دراسة إجهاد العينات الجولوجية المختلفة و في التطبيقات الأخرى (علم المواد و الفلذات – الكيمياء) يمكن استعماله لدراسة تركيب و نقاوة المواد الطبيعية والمصنعة كالإسمنت والسيراميك والألياف

المعدنية و البولوميرات و البلورات و العينات غير متماثلة الاتجاهات كما يمكن استعماله في البيولوجيا لدراسة التراكيب الجزيئية الضخمة و الجزيئات المعقـدة كالخشب و النشاء .... ودراسة تركيب الـ DNA في الخلايـا وفـي الطـب يستعمل أحياناً في الدراسات المخبرية للكشف عن الجراثيم وتعقـب تحولاتهـا. وقبل شرح مبدأ عمل المجهر الاستقطابي لا بد من تذكر مبـدأ عمـل المجهـر الضوئي التقليدي والذي يعتمد في تكبيره على جملة عدستين مقـربتين الأولـى ذات بعد محرقي صغير من رتبة آحاد الـ mm وتسمى بالعدسـة الجـسمية و الأخرى ذات بعد محرقي من رتبة آحاد الـ cm و تسمى بالعدسـة العينيـة، و لرؤية العينة مكبرةً (حيث تجاوز نسبة التكبير في بعض المجاهر من هذا النوع الـ 500 مرة) ينبغي وضع العينة تحت العدسة الجسمية مباشرة بحيـث يمـر الضوء من العينة إلى العدسة مشكلاً خيالاً حقيقياً و مقلوباً للعينة علـى الجهـة الأخرى من العدسة. و بالعودة إلى مبدأ عمل المكبرة [و الذي ينص على أنه إذا وضع جسم بين عدسة مقربة (ذات بعد محرقي صغير نسبياً من رتبة آحاد الـــ cm) و محرقها تشكل له خيال صحيح وهمي ومكبر خلف المحرق (أطول مـن البعد المحرقي) و في نفس جهته و يكون الخيال أوضح مايمكن عند وقوعة على مسافة 25 cm من العين (نقطة الكثب للعين) الشكل (4. 38) اليميني] يجب أن يقع خيال العينة بين العدسة العينية ومحرقها كما يجب ضبط العينية حتى يتشكل خيال صحيح وهمي و مكبر للعينة على بعد 25 cm من العين الشكل (4. 38).



الشكل (4. 38): مبدأ عمل العدسة المكبرة (يميناً)، مبدأ عمل المجهر (يساراً).

يمكن تعديل المجهر الضوئي التقليدي ليصبح مجهراً استقطابياًعن طريق إدخال جملة مقطب و محلل (الشكل (4. 39)) حيث يوضع المقطب في مسار الضوء قبل وصوله إلى العينة بينما يوضع المحلل في مسار الحزمة الضوئية الخارجة من العينة (أي بين العينة و العدسة العينية) وغالباً ما توضع العينة على منضدة قابلة للدوران على قوس دائرة كاملة مما يتيح رؤية العينة من جميع الجوانب.

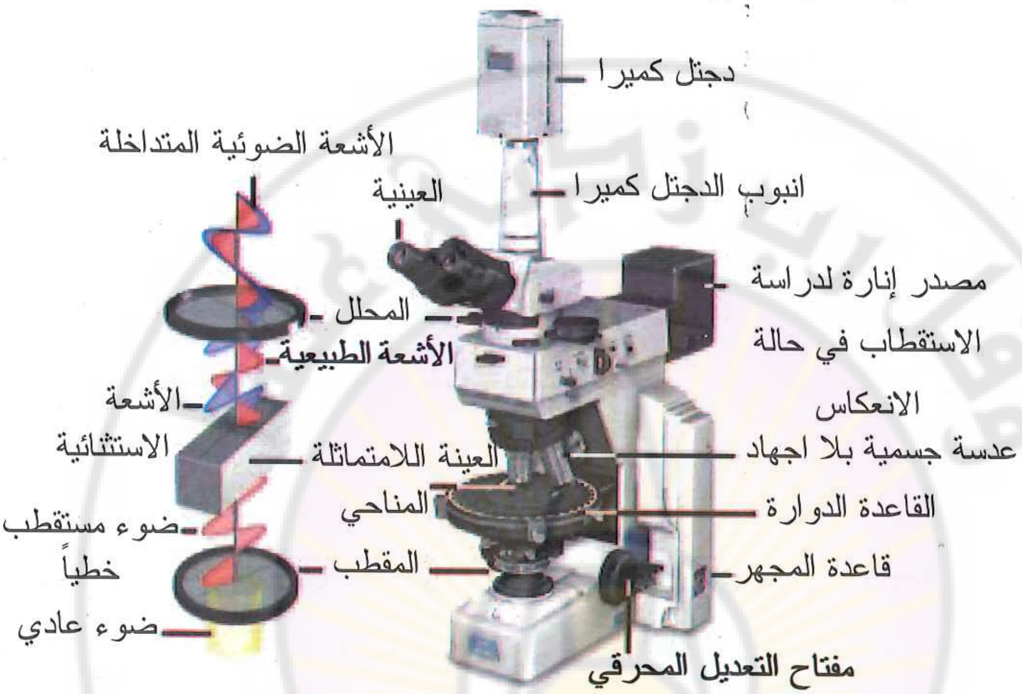


الشكل (4. 39): تركيب المجهر الاستقطابي.

يستعمل عادة ضوء أبيض لإنارة العينة و تضبط جملة المقطبات إما:

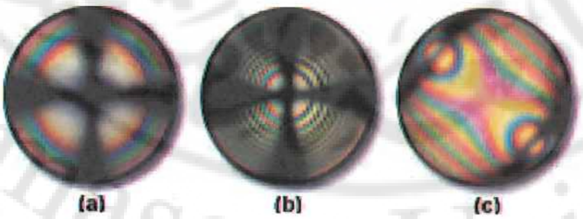
- للتحكم بإنارة الحزمة الضوئية المارة بالعينة مما يعزز التباين اللوني والضوئي بين المناطق المختلفة في العينة الأمر الذي يمكن العين من

تمييز تفاصيل أكثر في العينة حيث أن الضوء الشديد يسبب إشباعاً في خلايا العين الحساسة أو CCD كميرا في حال استعمالها لتصوير العينة (الشكل (4. 40)) لتمييز التفاصيل الدقيقة.



الشكل (4. 40): المجهر الاستقطابي مع آلة تصوير ديجيتال

- للحصول على نموذج تداخلي حيث تلعب العينة دور الجسم اللامتماثل المناحي تبعاً لطبيعتها أو لوجود آثار إجهاد قد طبق أو مطبق عليها كما هو مبين الشكل (4. 41).



الشكل (4. 41): صور مأخوذة بآلة التصوير الرقمية تبين التداخل الضوئي ونماذجه في المجهر الاستقطابي.

و كما مر سابقاً فإن مركبة الحقل الكهربائي للضوء المستقطب خطياً عند مرورها بتلك العينة ستنقسم إلى مركبتين تتداخلان لاحقاً عند مرورهما في المحلل. يمكن أن تدرس أهداب التداخل نوعياً أو كمياً و يمكن أن يعطي ذلك معلومات دقيقة عن مواصفات و بنية العينة.

عادة ما يتضمن المجهر الاستقطابي بعض الملحقات:

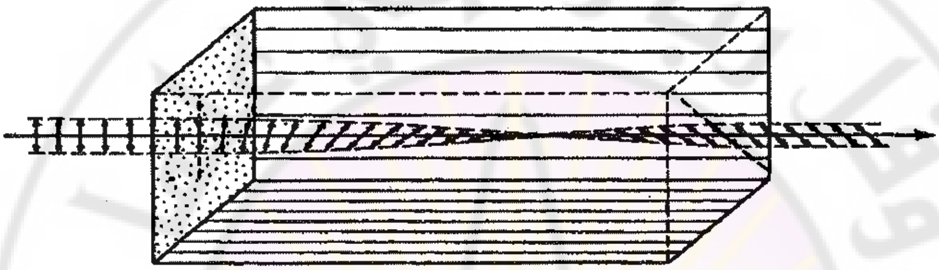
- كالقاعدة الدوارة (و التي ذكرت سابقاً)
- حوامل خاصة لتثبيت العينات دون تطبيق إجهاد عليها فالإجهاد بوجود الضوء المستقطب يعطي صورة معقدة عن العينة.
- قطعة إضافية للعدسة العينية يثبت عليها شريطان رقيقان (أو مسطرتان مكرويان) متصالبان لتحديد مركز العينة.
- عدسات خاصة مقربة لفحص نماذج التداخل تسمى عدسات Bertrand.
- بعض الفتحات بين العينة و العدسة العينية التي يمكن من خلالها إدخال بعض القطع الضوئية و التي من شأنها إطالة الطريق الضوئي مما يعزز فرق المسير بين الأشعة المتداخلة و يحسن نموذج التداخل.

4. 7 الأفعال الضوئية

إن الفعل الاستقطابي يوجد بشكل طبيعي فقط في الأوساط العازلة اللامتماثلة المناحي وأما في بقية الأوساط العازلة الشفافة والمتماثلة المناحي فيمكن أن يلاحظ ولكن ليس بشكل طبيعي حيث يمكن تحريضه بطرائق مختلفة وذلك بتطبيق مؤثرات خارجية على تلك الأوساط، كقوى ميكانيكية (مفعول المرونة) أو حقول مغناطيسية (مفعول فاراداي) أو حقول كهربائية (مفعول كير) و (مفعول بوكلز).

4. 7. 1 الأفعال الضوئية الطبيعية (الفعالية الضوئية)

تعرف الفعالية الضوئية بقدرة بعض البلورات ذات البنية الحلزونية أو بعض السوائل على تدوير مستوي الاستقطاب للضوء المستقطب الوارد إليها و الذي يقطع مسافة ما داخلها بشكل طبيعي و تسمى عندها بالفعالية الضوئية الطبيعية أو بعد تطبيق حقل كهربائي أو حقل مغناطيسي عليها و تسمى عندها بالفعالية الضوئية الصنعية (الشكل (4. 42)).



الشكل (4. 42): الفعالية الضوئية (دوران مستوي الاستقطاب داخل البلورات).

كما ذكر سابقاً، لا يوجد انكسار مضاعف إذا انتشر الضوء وفقاً للمحور الضوئي للبلورة أو موازياً له، لكن آرغو وجد منذ عام (1811) أن هناك حالات استثنائية تشذ عن هذه القاعدة خاصة في بلورات الكوارتز حيث أن استقطاب الضوء المار والموازي للمحور الضوئي يدور بزاوية θ حول محور الحزمة والاهتزازة الناتجة تكون في مستوٍ مختلف عن مستوي ورودها على الشريحة؛ فسر ذلك على أن زاوية الدوران θ لمستوي الاستقطاب في الضوء المستقطب تعتمد على طبيعة المادة (إذا كانت صلبة) أو تركيزها (إذا كانت سائلة) وتتناسب طردياً مع سمك المادة الفعالة التي ينفذ خلالها الضوء مع درجة حرارتها إضافة إلى تناسبها العكسي مع مكعب طول الموجة للضوء المستقطب، ومنه فزاوية الدوران θ تعطى بالعلاقة:

$$\theta = \alpha . C. L \qquad [4. 98]$$

حيث α ثابت الدوران النوعي للمادة (والذي يمثل زاوية دوران مستوي الاستقطاب الخطي في واحدة الطول في محلول ما فعال ضوئياً تركيزه ($1\ g/cm^3$)) و C تركيز المادة في المحلول (g/cm^3) أما L فطول مسار الضوء في المحلول.

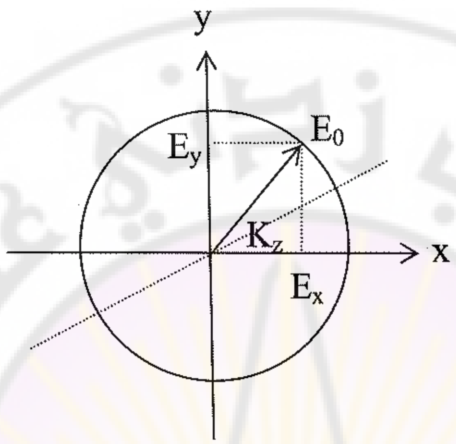
اعتمد فرينل على مبدأ أساسي في الميكانيك الكلاسيكي لتفسير هذه الظاهرة هو أنه يمكن تحليل أي حركة جيبية منتشرة وفق استقامة معَينة إلى حركتين دائريتين متعاكستين في جهة الدوران لهما نفس السعة $E_0/2$ (حيث E_0 هي سعة الموجة الجيبية الواردة) ونفس التواتر. إذاً يمكن تحليل الحقل الكهربائي للضوء المستقطب خطياً و الموصوف بموجة جيبية عند وروده على سطح مادة فعالة ضوئياً إلى مركبتين مستقطبتين دائرياً في اتجاهين متضادين تنتشران في اتجاه المحور الضوئي للبلورة بسرعتين مختلفتين. إن اختلاف السرعتين ناتج من حقيقة أن إحدى الموجتين المستقطبتين دائرياً سوف تدور مع البنية الحلزونية للمادة الفعالة ضوئية و الأخرى بعكسها و بالتالي عند اختراق الضوء لسمك ما من الوسط الفعال ستتأخر إحدى الاهتزازتين عن الأخرى مما يؤدي إلى خلق فرق في الطور بينهما ينشأ عنه عند اجتماعهما إزاحة زاوية مستوي اهتزازة الموجة الأصلية الساقطة.

قد تكون هذه الإزاحة في بعض المواد يمينية (اتجاه عقارب الساعة) وتوصف الفعالية الضوئية بأنها موجبة وقد تكون الإزاحة يسارية وتوصف عندها الفعالية الضوئية بأنها سالبة (عكس عقارب الساعة).

أما المواد الخاملة ضوئياً فلا تسبب أي إزاحة في الضوء لأن الاهتزازين الدائريين سيصلان إلى أية نقطة في اللحظة نفسها مهما كان موضع النقطة وبالتالي تكون محصلتها حركة جيبية بسيطة في نفس مستوى اهتزازة الموجة الواردة.

4. 7. 1. 1 الفعالية الضوئية رياضياً

لتكن موجة منتشرة باتجاه المحور z مستقطبة في المستوى (x , y) (كما يشاهد في الشكل (4. 43)) عندها مركبتا الحقل على كل من المحورين (x , y) هما:



الشكل (4. 43): فرق الطور مابين E_x و E_y.

$$E_x(t,z) = E_{x_0}\cos(\omega t - kz)$$
$$E_y(t,z) = E_{y_0}\cos(\omega t - kz + \varepsilon) \qquad [4. 99]$$

حيث:

$$E(t,z) = E_x(t,z) + E_y(t,z) \qquad [4. 100]$$

و من أجل $\varepsilon = 2\pi m$ حيث .... $m = 0, \pm1, \pm2,$ تأخذ المعادلة الشكل:

$$E(t,z) = (E_{x_0} + E_{y_0})\cos(\omega t - kz) \qquad [4. 101]$$

وهي معادلة انتشار حقل كهربائي مستقطب خطياً. لنثبت الآن أن المعادلة [4. 101] يمكن أن تنتج أيضاً عن تراكب حركتين دائريتين تدوران بعكس بعضهما البعض. يمكن الاعتبار في حالة خاصة أن فرق الطور ما بين E_x و E_y مساوياً لـــ $\varepsilon = \pi/2 + 2\pi m$ حيث .... $m = 0, \pm1, \pm2,$ واعتبار أن: $E_{x_0} = E_{y_0} = \frac{E_0}{2}$ عندها تصبح معادلتا المركبتين:

$$E_x(t,z) = \frac{E_0}{2}\cos(\omega t - kz)$$
$$E_y(t,z) = -\frac{E_0}{2}\sin(\omega t - kz) \qquad [102\ .4]$$

يؤدي تراكب هاتين المركبتين إلى المعادلة التالية:

$$E_R = \frac{E_0}{2}\left[\cos(\omega t - kz) - \sin(\omega t - kz)\right] \qquad [103\ .4]$$

وهي معادلة حقل كهربائي يهتز دورانياً مع عقارب الساعة (دوران يمين) وذلك لأنه من أجل $t = 0$ يكون:

$$E_y = \frac{E_0}{2}\sin(kz_0) \text{ و } E_x = \frac{E_0}{2}\cos(kz_0) \qquad [104\ .4]$$

و بجمع المركبتين نجد أن قيمة الحقل E موجبة و هي واقعة في الربع الأول.

وعند زمن لاحق $t = \frac{kz_0}{\omega}$ يكون $E_x = \frac{E_0}{2}$ و $E_y = 0$ أي أن الحقل E منطبق الآن على المحور x أي أن الحقل دار مع عقارب الساعة.

يمكن الاعتبار في حالة خاصة أخرى أن فرق الطور ما بين E_x و E_y مساوياً لـ $\varepsilon = -\pi/2 + 2\pi m$ حيث $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$ عندها:

$$E_L = \frac{E_0}{2}\left[\cos(\omega t - kz) + \sin(\omega t - kz)\right] \qquad [105\ .4]$$

وهي معادلة حقل كهربائي تهز محصلة مركبتيه على محيط دائري تتجه باتجاه اليسار أي عكس عقارب الساعة و يمكن التأكد من ذلك الطريقة السابقة نفسها.

أما مجموع معادلتي الحقلين [4. 103] و [4. 105] فهو إذاً:

$$E = E_R + E_L = E_0\cos(\omega t - kz) \qquad [106\ .4]$$

وهذه معادلة حقل مستقطب استقطاباً خطياً و هي متطابقة مع المعادلة الموصوفة بالعلاقة [4. 101]).

4. 7. 1. 2 زاوية الدوران

إذاً، إذا اجتاز ضوءٌ مستقطبٌ خطياً وسطاً ذي فعالية ضوئية فإن سوف يتحلل إلى موجتين دائريتين تنتشران في جهتين متعاكستين بسرعتين مختلفتين حيث ستواجه الموجة الدائرة في الاتجاه الأيمن (R) ذي الحقل $\vec{E}_R$ قرينة انكسار n_R بينما ستواجه الموجة الدائرة في الاتجاه الأيسر (L) ذي الحقل $\vec{E}_L$ قرينة انكسار n_L و بعد أن تقطع الموجتين المسافة d في البلورة تكون المركبة اليمنية قد دارت عدداً من الدورات يقدر بـــ $m_R = n_R d/\lambda$ أما اليسارية قد دارت عدداً من الدورات يقدر بـــ $m_L = n_L d/\lambda$ و يصبح بين الموجتين فرق في الطور يعطى بالعلاقة التالية (على فرض أن $n_R > n_L$):

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_R - n_L) \qquad [4.107]$$

ومنه فالحقلان الكهربائيان للموجتين هما:

$$E_R(x) = \frac{E_0}{2}\cos(\omega t) \text{ و } E_R(y) = -\frac{E_0}{2}\sin(\omega t)$$

$$[4.108]$$

$$E_L(x) = \frac{E_0}{2}\cos(\omega t + \Delta\varphi) \text{ و } E_L(y) = \frac{E_0}{2}\sin(\omega t + \Delta\varphi)$$

أي أن:

$$E(x) = \frac{E_0}{2}[\cos(\omega t + \Delta\varphi) + \cos(\omega t)]$$

و [4.109]

$$E(y) = \frac{E_0}{2}[\sin(\omega t + \Delta\varphi) - \sin(\omega t)]$$

وباستخدام العلاقات المثلثية يمكن إعادة كتابة المركبات كما يلي:

$$E(x) = E_0 \cos(\frac{\Delta\varphi}{2}) \cos(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2})] \qquad [110\ .4]$$
$$E(y) = E_0 \sin(\frac{\Delta\varphi}{2}) \cos(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2})]$$

و بما أن E(x) و E(y) مركبتان متعامدتان و متفقتان في الطور والذي يساوي إلى $(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2})$ فإن محصلتهما هي الجذر لمجموع مربعي المركبتين أي:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}) \qquad [111\ .4]$$

و هي (أي المحصلة) تميل على المحور Ox بالزاوية θ و التي تساوي نصف فرق الطور (يرى ذلك بوضوح من العلاقة [4. 111]) أي:

$$\theta = \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad [112\ .4]$$

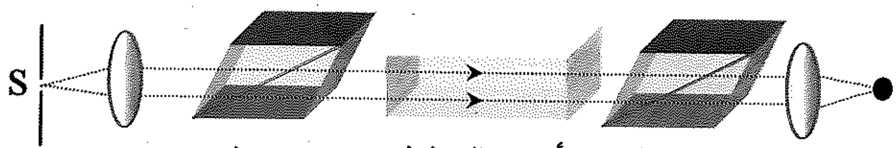
تدعى θ بزاوية الدوران.

و من جهة أخرى بمقارنة العلاقة [4. 111] مع العلاقة [4. 106] ينتج أن نصف فرق الطور و بالتالي زاوية الدوران تساوي إلى $\theta = \frac{\Delta\varphi}{2} = -kz$.

4. 7. 1. 3 الفعالية الضوئية تجريبياً

تظهر الفعالية الضوئية في بعض السوائل من خلال تدوير السائل لمستوي استقطاب الضوء المستقطب خطياً الوراد إليه. تزداد شدة الفعالية الضوئية للسائل بازدياد تركيز المواد الفعالة فيه والتي يمكن أن يحسب تركيزها من خلال معرفة قيمة زاوية دوران الاستقطاب كمايلي:

1. يوضع أنبوب فارغ بين مقطب و محلل متعامدين بحيث لا يمر أي ضوء من المحلل والأنبوب فارغ الشكل (4. 44).



الشكل (4. 44): دراسة الفعالية الضوئية للسوائل.

2. عند بدء ملء الأنبوب بسائل فعال ضوئياً ماء مالح أو دم مثلاً يلاحظ بالتلسكوب بدء عودة الضوء.
3. يدار المحلل برفق حتى يختفي الضوء مرة أخرى.
4. الزاوية التي دارها المحلل (والتي يمكن قراءتها مباشرة من مؤشر الزوايا المرتبط بالمحلل) تمثل زاوية دوران مستوي الاستقطاب.
5. يغير تركيز السائل و تسجل قيم زوايا الدوران الموافقة لكل تغير.
6. يرسم منحني تغير زوايا الدوران بدلالة تغير التركيز و الذي يمكن أن يستفاد منه لاحقاً لحساب التراكيز المجهولة لنفس النوع من السائل.
7. تستعمل هذه الطريقة عادةً لقياس تركيز السكر في الدم أو البول و غالباً ما تكون مؤتمتة.

4. ملئت أنبوبة مقياس الاستقطاب طولها 20 cm بمحلول سكر تركيزه 20 g لكل $100\ cm^3$. احسب زاوية دوران مستوي الاستقطاب إذا كان ثابت الدوران النوعي لمحلول السكر يساوي 60^0.

الحل:

$L = 20\ cm$ و $C = 0.2\ g/cm^3$ وبالتالي $\theta = (60)\ .\ (0.2).\ (2) = 24^0$

4. 7. 2 الأفعال الضوئية اللاطبيعية

خلافاً للأفعال الضوئية الطبيعية تظهر الأفعال الضوئية اللاطبيعية بشكل قسري عن طريق بعض المفاعيل التي من شأنها أن تحول بعض المواد المتماثلة

المناحي إلى مواد لامتماثلة المناحي تتمتع بخاصية الانكسار المضاعف أي تملك أكثر من قرينة انكسار كتطبيق إجهاد على بعض الأجسام ولاسيما الشفافة منهـا أو تطبيق حقول كهربائية أو مغناطيسية شديدة على بعض البلـورات والمـواد وفيما يلي ذكر لبعض تلك المفاعيل:

1.2.7.4 المرونة الضوئية

تظهر خاصية الانكسار الضوئي المضاعف في بعض الأجسام نتيجة لتعرضها للإجهاد وهذا مايسمى بالمرونة الضوئية. إن تطبيق إجهاد على جسم حول مركز تناظره و بجهة واحدة يؤدي إلى نشوء محوريين للإجهاد فيه؛ أحدهما موازٍ لجهة تطبيق الأجهاد و الأخر معامد له. إن الذرات في اتجاه تطبيق الإجهاد سوف تعاني من الانضغاط أما تلك التي في الاتجاه المعامد فسوف تعاني من تخلخل و هذا سيؤدي بدوره إلى اختلاف سرعة انتشار الضوء في ذلك الجسم المجهد تبعاً لجهة انتشاره أي سيواجه الضوء قرينتي انكسار واحدة في مستوي الأجهاد و الأخرى على المحور المعامد له.

يستفاد من المرونة الضوئية في فحص السطوح وكشف الإجهاد في بعض العينات حيث يمكن تحديد شدة وجهة الإجهاد في أية نقطة من العينة بواسطة معرفة نموذج التداخل.

هناك نوعان من الأهداب يمكن مشاهدتها في المرونة الضوئية:

1. أهداب معتمة (أهداب تساوي الإجهاد Isoclines fringes).

2. أهداب أحادية اللون (Isochromatic fringes).

1. أهداب تساوي الإجهاد: من المعلوم أن ضوء لاينفذ من جملة مقطب - محلل متعامدين لأن محور استقطاب الضوء النافذ من المقطب سوف يعامد محور المحلل، إن ادخال جسم شفاف متماثل المناحي بين المقطب و المحلل لن يؤثر

على الطبيعة الاستقطابية للضوء إلا عند تطبيق إجهاد عليه و الذي سيكسبه خاصة الانكسار المضاعف؛ فإذا توازى محور الاستقطاب للمقطب مع أحد محوري الإجهاد المتعامدين أو بمعنى آخر إذا كان الحقل الكهربائي للضوء المستقطب خطياً الوارد على الجسم الشفاف المجهد موازياً لإحدى محوري إجهاد الجسم المتعامدين فلن تكون له مركبة على المحور الأخر و بالتالي سوف تمر الموجة الضوئية من خلال الجسم الشفاف من دون أن تتأثر بغض النظر عن طول موجتها و لن تمر من المحلل المتعامد أصلاً مع المقطب مؤدياً ذلك إلى تشكل منطقة سوداء خلف المحلل تسمى بمنطقة تساوي الإجهاد. عند زيادة الضغط على العينة يمكن ملاحظة عدة أهداب سوداء تسمى أهداب تساوي الإجهاد تحصر فيما بينها أهداباً بيضاء في حال استعمال ضوء أبيض (أي أن الضوء الأبيض لايتحلل) أو أهداباً بلون المنبع الضوئي في حال استعمال منبع وحيد اللون. يمكن الاستفادة من أهداب تساوي الإجهاد في تحديد محاور الإجهاد في العينات.

2. الأهداب أحادية اللون: إذا كان الحقل الكهربائي للضوء المستقطب خطياً الوارد على الجسم الشفاف المجهد لا يوازي إحدى محوري إجهاد الجسم المتعامدين فإن الضوء سوف يعاني من انكسار مضاعف أي سيكون للحقل الكهربائي للضوء المنتشر عبر الجسم مركبتان؛ إحداهما ناتجة عن الإجهاد العامودي σ_1 و الأخرى ناتجة عن الإجهاد الأفقي σ_2 و تتداخل هاتان المركبتان عندما يكون $(\sigma_2 - \sigma_1)$ ثابتاً مما يؤدي إلى تشكل أهداب لونية.

إذا كان مصدر الضوء وحيد اللون فإن الأهداب تظهر كأهداب مضيئة بنفس لون المصدر و أهداب مظلمة أما إذا كان الضوء المستعمل ضوءً أبيض فإن الأهداب سوف تملك تدرجاً أحادي اللون حيث يتعلق لون الهدب بالفروق بين الإجهادات المتعامدة أي أنه يتعلق بشدة الانكسار المضاعف.

إن استعمال جملة مقطب ـ محلل مستوية كالبولاريد سوف يظهر كلتا الحالتين السابقتين وهذا يجعل دراسة الإجهاد وتحليله كمياً أمراً صعباً لذلك تضاف عادةً صفائح ربع موجية لإزالة أهداب تساوي الإجهاد فتوضع صفيحة ربع موجية قبل الجسم للحصول على استقطاب دائري الذي يضمن وجود تأثير لإجهاد الجسم على منحى الاستقطاب وصفيحة بعد الجسم لإعادة الاستقطاب الدائري إلى خطي مما يجعل الضوء ينفذ من المحلل.

يوصف ماسبق رياضياً كمايلي: عندما يصل الضوء المستقطب خطياً ذي الحقل الكهربائي E الموصوف بالمعادلة التالية:

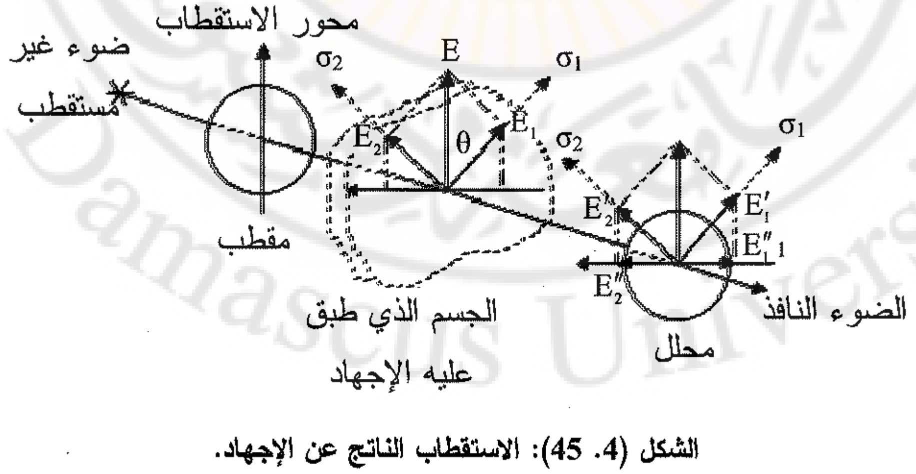
$$E = E_0\cos(\omega t - \varphi) \qquad [113 .4]$$

إلى الوسط المجهد فإنه ينقسم إلى مركبتين E_1 و E_2 (الشكل (4. 45)) بحيث:

$$E_1 = E_0\cos(\omega t - \varphi)\cos\theta \text{ و } E_2 = E_0\cos(\omega t - \varphi)\cos\theta \qquad [114 .4]$$

وسرعة انتشار هاتين المركبتين عبر الجسم الشفاف المجهد ذي السماكة d يعتمد على قرينتي الانكسار المختلفتين مما يكسبهما فرقاً في الطور عند خروجهما من الجسم يقدر بـــ:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = (2\pi/\lambda)(n_1 - n_2)\, d \qquad [115 .4]$$



الشكل (4. 45): الاستقطاب الناتج عن الإجهاد.

و عندها توصف المركبتان بالمعادلتين:

$$E_2' = E_0\cos(\omega t - \varphi_2)\cos\theta \text{ و } E_1' = E_0\cos(\omega t - \varphi_1)\cos\theta \quad [116 .4]$$

عندما تصل هاتين المركبتين إلى المحلل فإنه لايمر إلا حاصل طرح مساقطهما على المحور الأفقي:

$$\begin{aligned} E_1'' &= E_0\cos(\omega t - \varphi_1)\cos\theta\cos(\pi/2 - \theta) \\ &= E_0\cos(\omega t - \varphi_1)\cos\theta\sin\theta \\ E_2'' &= E_0\cos(\omega t - \varphi_2)\cos\theta\cos(\pi/2 - \theta) \\ &= E_0\cos(\omega t - \varphi_2)\cos\theta\sin\theta \end{aligned} \quad [117 .4]$$

و بالتالي تعطى المحصلة النهائية للحقل الكهربائي النافذ بـــ [4. 118]:

$$E_T = E_1'' - E_2'' = E_0\cos\theta\sin\theta[\cos(\omega t - \varphi_1) - \cos(\omega t - \varphi_2)]$$

وباستعمال القواعد المثلثية يمكن كتابة:

$$\begin{aligned} E_T &= \frac{1}{2}E_0\sin(2\theta)\ [\cos(\omega t - \varphi_1) - \cos(\omega t - \varphi_2)] \\ E_T &= E_0\sin(2\theta)[\sin\ (\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2})\sin(\omega t - \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2})] \end{aligned} \quad [119 .4]$$

و بالتربيع و أخذ الوسطي يكون:

$$I = \langle E\rangle^2 = I_0\sin^2(\Delta\varphi/2)\sin^2(2\theta) \quad [120 .4]$$

حيث I_0 هي شدة الضوء الوارد إلى البلورة و θ هي الزاوية بين الضوء المستقطب طولياً الوارد على البلورة وأحدى محوري الإجهاد في البلورة. إن العلاقة [4. 120] تدل على أن $I = 0$ محققة في حالتين:

أ- عندما 90^0 أو $0 = \theta$ أي أن استقطاب الضوء يوازي إحدى محوري الإجهاد (حالة أهداب تساوي الإجهاد).

ب- عندما يكون فرق الطور مساوياً لعدد زوجي من مضاعفات π أي:

$$\Delta\varphi = 2\pi m \qquad [121 .4]$$

حيث تمثل m رتبة الهدب أيضاً. تسمى هذه الأهداب المظلمة بأهداب تساوي الطور. يمكن حساب فرق الإجهاد على عينة ما من معرفة قيمة m ففرق قرينتي الانكسار يعطى بالاستفادة من [4. 115] و [4. 121] بـــ:

$$\Delta n = m\lambda / d \qquad [122 .4]$$

و فرق الإجهاد ($\sigma_1 - \sigma_2$) يتناسب مع فرق قرينتي الانكسار حيث تعطى العلاقة بينهما بـــ:

$$\Delta n = C\,\Delta\sigma \qquad [123 .4]$$

حيث C هو ثابت الإجهاد الضوئي للمادة.

و بحذف Δn من العلاقتين [4. 81] و [4. 82] تنتج العلاقة التي يحسب منهـــا فرق الإجهاد $\Delta\sigma$ و هي:

$$\Delta\sigma = m\lambda / (Cd) \qquad [124 .4]$$

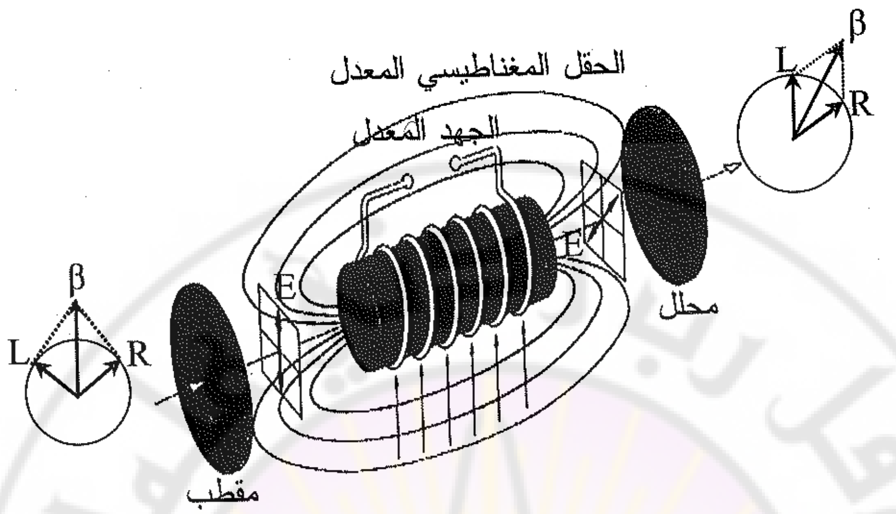
إن فرق الإجهاد $\Delta\sigma$ ثابت من أجل مناطق ذات سماكة منتظمة.

4. 7. 2. 2 مفعول فاراداي

اكتشف فاراداي وجود مواد لها القدرة ذاتها على إدارة مستوي الاستقطاب فقط في حالة تطبيق حقل مغناطيسي قوي (الشكل (4. 46)).

لقد سميت هذه الظاهرة بظاهرة فاراداي الضوئية المغناطيسية و لقد تبين من دراسة هذه الظاهرة أن زاوية الدوران $\Delta\theta$ تتناسب طرداً مع كل من قيمة شدة المجال المغناطيسي $\vec{H}$ و طول المسار الضوئي ℓ ضمن المادة و ثابت V يدعى بثابت فاراداي أي:

$$\Delta\theta = V \,.\, H \,.\, \ell \qquad [125 .4]$$



الشكل (4. 46): جهة دوران الاستقطاب تنعكس بانعكاس الحقل المغناطيسي.

و لكن ما الذي يجعل مستوي الاستقطاب يدور بتلك الزاوية؟ لتفسير ذلك يجب التذكر أن الضوء المستقطب خطياً يتحلل إلى موجتين دائريتين يمينية و يسارية عند وروده ناظمياً على سطح بلورة ما، و قد شرح أنفاً أن سبب دوران مستوي الاستقطاب في الفعالية الطبيعية هو فرق الطور الناشئ عن اختلاف سرعة الموجتين الدائريتن و الناجم عن البنية الحلزونية للبلورات لا متماثلة المناحي الفعالية ضوئياً أما هنا فالبلورة متماثلة المناحي و اختلاف السرعتين لا يظهر إلا عند تطبيق حقل معناطيسي و يعود اختلاف السرعتين إلى حقيقة أن تطبيق حقل معناطيسي على بعض المواد الشفافة سيؤثر على الأجسام المشحونه فيها (الالكترونات) بحيث يغير تواتر حركتها بالقدر التالي و الذي يسمى بتواتر لامور:

$$\omega_L = (eH) / m \qquad [126 .4]$$

حيث m و e شحنة وكتلة الأجسام المهتزة و H شدة الحقل المغناطيسي، و بالتالي فالالكترونات التي تدور مع جهة تأثير الحقل المغناطيسي (و التي يمكن

معرفتها ببساطة باستخدام قاعدة اليد اليمنى المألوفة) سوف تكسب هذا التواتر و يصبح تواترها الكلي مساوٍ لـــ $\omega_L + \omega$، أما الالكترونات التي تدور بعكس جهة تأثير الحقل المغناطيسي فسوف يقل تواترها بالمقدار ذاته ويصبح تواترها الكلي مساوٍ لـــ $\omega_L - \omega$ و هذا سيؤثر على سرعة انتشار الموجتين الضوئيتين الدائرتين في البلورة حيث ستصل الموجة التي تسير في اتجاه دوران الالكترونات ذي التواتر $\omega_L + \omega$ (الموجة الأولى) أسرع من تلك التي تسير في اتجاه دوران الالكترونات ذي التواتر $\omega_L - \omega$ (الموجة الثاني) أو بمعنى آخر إن الموجة الأولى ستواجة قرينة انكسار n_+ أصغر من قرينة الانكسار n_- التي ستواجها الموجة الثانية و هذا يعني أنه سيكون هناك فرق في الطور بين الموجتين الدائريتن عند خروجهما من المادة الشفافة الأمر الذي يؤدي بدوره إلى دوران مستوي الاستقطاب بزاوية $\Delta\theta$ لمحصلة المركبتين و التي يمكن حسابها بالاستفادة من العلاقتين [4. 107] و [4. 112] حيث:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}(n_+ - n_-)\,\ell = \frac{\omega}{2c}(n_+ - n_-)\,\ell \qquad [127\ .4]$$

وبالتعويض من [4. 126]:

$$\Delta\theta = \frac{e}{m}\ H\,\frac{(n_+ - n_-)\,\ell}{2c} = \frac{e}{2mc}(n_+ - n_-)\,\ell\,H \qquad [128\ .4]$$

أما ثابت فارداي فهو يساوي بالاستفادة من [4. 84] إلى:

$$V = \frac{\Delta\theta}{\ell\,H} = \frac{e}{2mc}(n_+ - n_-) = \frac{e}{2mc}n \qquad [129\ .4]$$

و من جهة أخرى فإن المسار الضوئي (nL) ضمن البلورة هو:

$$n\,\ell = m\lambda \qquad [130\ .4]$$

وبالاشتقاق يكون:

$$\ell \, dn = m \, d\lambda \Rightarrow m = \ell \frac{dn}{d\lambda} \qquad [4.131]$$

وبالتعويض بالعلاقة [4. 130] تعطى قيمة n بـــ:

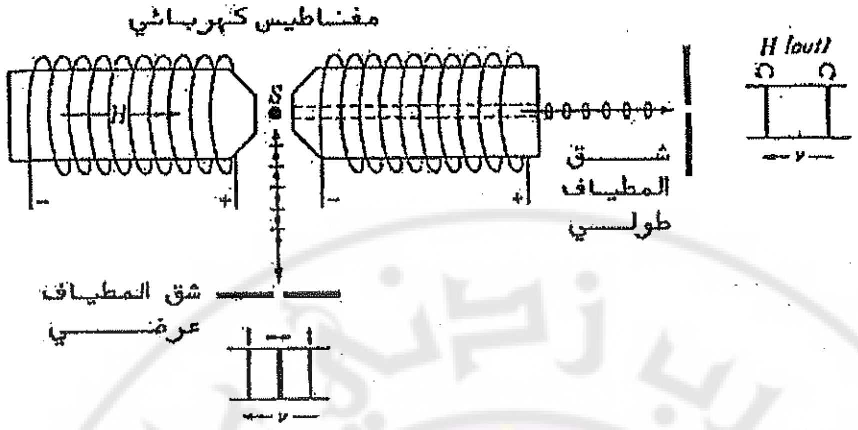
$$n = \lambda \frac{dn}{d\lambda} \qquad [4.132]$$

و بتعويض [4. 132] بـــ [4. 129] تعطى الصيغة النهائية لقيمة ثابت فارداي بدلالة الطول الموجي بـــ:

$$V = \frac{e}{2mc} \frac{dn}{d\lambda} \lambda \qquad [4.133]$$

4. 7. 2. 3 مفعول زيمان

لاحظ زيمان عام 1896 أن تطبيق حقل مغناطيسي على ضوء الصوديوم يسبب تعريضاً في أطيافه أو قد يسبب انقسام الطيف (تحليل الطيف) الوحيد إلى عدة طيوف أو ألوان. فسرت هذه الظاهرة من قبل لورنتز (Lorentz) اعتماداً على نظرية الالكترون في المادة مبيناً أنه إذا انتشر الضوء الصادر من المنبع s ذي التواتر υ بشكلٍ موازٍ لجهة الحقل المغناطيسي المطبق ينقسم الخط الطيفي إلى مركبتين مستقطبتين استقطاباً دائرياً وفي حال انتشار الضوء بشكلٍ معامد للحقل المغناطيسي ينقسم الخط الطيفي إلى ثلاث مركبات مستقطبة استقطاباً خطياً (الشكل (4. 47)). تفرض نظرية لورنتز أن الالكترونات في المادة هي المسؤولة عن أصل الأمواج الضوئية وبما أنها مشحونة فإن الحقل المغناطيسي الخارجي H يعدل في حركتها. ففي الحالة الخاصة التي يرسم فيها الالكترون مداراً دائرياً في مستوٍ يعامد الحقل H فإن الالكترون يتسارع أو يتباطأ ومقدار هذا التسارع أو التباطؤ يتناسب مع شدة الحقل المغناطيسي المطبق. وحسب النظرية الكلاسيكية فإنه إذا كان الالكترون الحر يرسم مساره الدائري بتواتر υ_0 فإن هذا التواتر يتغير من جراء تعريضه للحقل المغناطيسي H ويصبح $(\upsilon_0 \pm \Delta\upsilon)$ حيث:



الشكل (4. 47): انقسام الأطياف نتيجة مفعول زيمان.

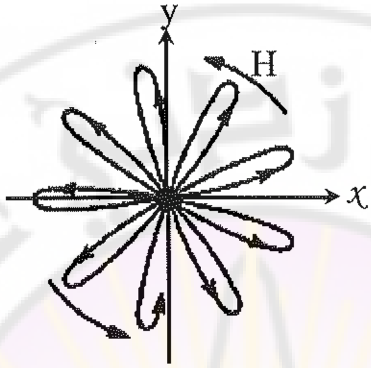
$$\Delta \upsilon = [(\mu_0 / 4\pi) e H / m] \approx 1.4 \ (Hz. sec^{-1}) \qquad [134 .4]$$

حيث e شحنة الالكترون و m كتلة الالكترون بالواحدة الدولية و H شدة الحقل المغناطيسي مقدرة بـــ (A/m). لقد اعتبر نصف قطر مدار الالكترون ثابتاً عند استنتاج العلاقة السابقة و ذلك لأن تغير عدد خطوط الحقل المغناطيسي التي تعبر المدار الالكتروني يؤدي إلى نشوء قوة محركة كهربائية تحريضية حسب قانون فاراداي في الكهرباء تغير من سرعة الالكترون زيادة أو نقصاناً وقد يتوقع مع هذا التغير تغيراً في نصف قطر مدار الالكترون ولكن في الحقيقة تتغير القوة الجاذبة المركزية بالقدر الذي يبقى نصف قطر المدار ثابتاً.

إن الالكترون في الحالة العامة يدور بحركة إهليلجية مجسمة مما يعني أن هناك ثلاثة مساقط لحركته بحيث تمثل الحركة على كل مسقط من هذه المساقط بمعادلة جيبية ذات سعة وطور مختلفين عن الحركة على المسقطين الآخرين، و عند تطبيق حقل مغناطيسي في الاتجاه Z تظل مركبة حركة الالكترون الموازية لـــ Z دون تغيير لأنها تكافىء تياراً موجهاً على طول خطوط القوة بينما يعدل الحقل المغناطيسي مسقطي حركة الالكترون على المحوريين X وY لتأخذ محصلتهما حركات على شكل وردة (الشكل (4. 48)) نظراً لأن أي الكترون

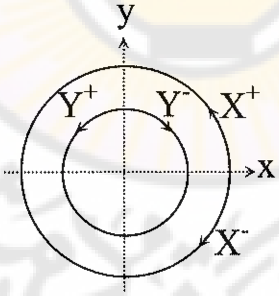
يتحرك عبر حقل مغناطيسي $\vec{H}$ بسرعة $\vec{V}$ سيتأثر بقوة عمودية على الحقل المغناطيسي و على حركته تعطى بـــ:

$$\vec{F}_H = \mu_0 e(\vec{V} X \vec{H}) \qquad [135 .4]$$



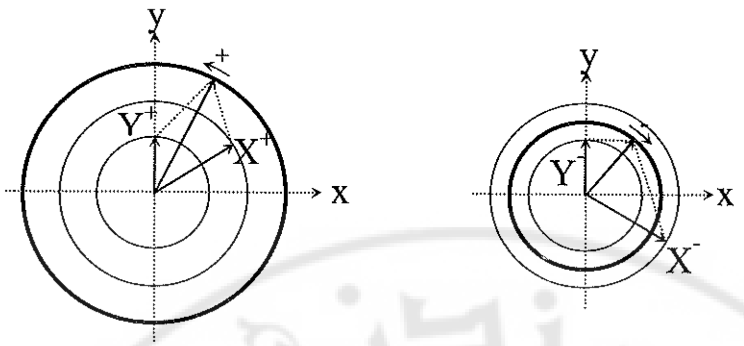
الشكل (4. 48): حركة الكترون في الحقل المغناطيسي.

إن حركة مسقطي حركة الالكترون على المحوريين X و Y المبينة بالشكل (4. 33) يمكن أن تفسر وكأنها حركتان دائريتان متعاكستين للمركبة Y هما Y^- و Y^+ و حركتان دائريتان متعاكستين للمركبة X هما X^- و X^+ كما هو موضح في الشكل (4. 49).



الشكل (4. 49): الحركتان الدائريتان للالكترون في الحقل المغناطيسي.

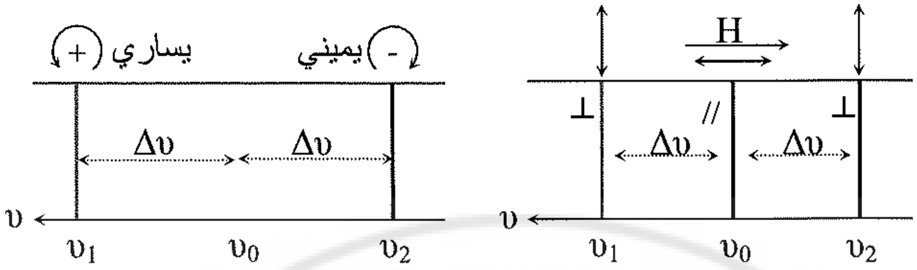
محصلة المركبتين X^+ و Y^+ هي حركة دائرية تتجة في الاتجاه الموجب موجبة أما محصلة المركبتين X^- و Y^- فهي حركة دائرية تتجة في الاتجاه السالب (الشكل (4. 50)).



الشكل (4. 50): الحركة المحصلة للحركتين الدائريتين للكترون في الاتجاهين الموجب و السالب.

وهكذا فإن الحركة الإهليلجية تتحلل عندما تخضع إلى حقل مغناطيسي خارجي إلى حركة مستقيمة باتجاه الحقل ويبقى تواترها دون تغيير وإلى حركتين دائريتين تقعان في المستوي المعامد للحقل المغناطيسي، واحدة ذات تواتر أعلى ($\upsilon_0 + \Delta\upsilon$) والأخرى ذات تواتر أقل ($\upsilon_0 - \Delta\upsilon$)، تصدر المركبتان الدائريتان الضوء على طول اتجاه مجال الحقل المغناطيسي فقط وتعطيان ضوءاً مستقطباً دائريا بتواترين مختلفين ولا يوجد إصدار لضوء ذي تواتر υ_0 بالاتجاه Z، يجب أن تكون للمركبتين شدتان متساويتان عند اعتبار مجموع الذرات ككل لأن الضوء غير مستقطب عند انعدام المجال المغناطيسي.

أما إذا كان المنبع عمودياً على الحقل المغناطيسي فإن الحركة باتجاه Z تعطي اهتزازةً مستقطبةً استقطاباً خطياً جهتها موازية الحقل المغناطيسي أما الحركتان الدائريتان باتجاه X و Y فلا يشاهد منهما في تلك الحالة سوى حرفيهما الذين يمثلان اهتزاتين مستقطبين خطياً عموديتين على الحقل $\vec{H}$، وهكذا يرى في المطياف ثلاثة خطوط طيفية أضواؤها مستقطبة استقطاباً خطياً بحيث يملك الخط المركزي تواتر υ_0 بينما يبعد الخطان الجانبيان عنه بعداً متساويا بالمقدار $\Delta\upsilon$، تدعى هذه الحالة بفعل زيمان الثلاثي العرضي (الشكل (4. 51))، ويشاهد مفعول زيمان في طيوف بعض المواد كالزنك والنحاس والكالسيوم...



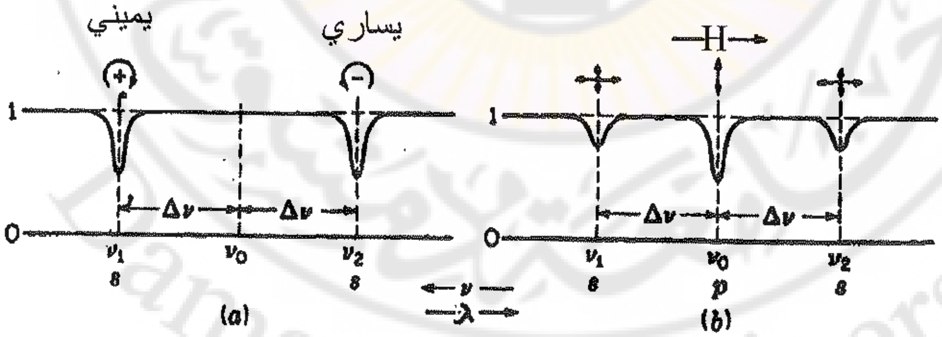
الشكل (4. 51): بفعل زيمان الثلاثي العرضي في حالتين: يميناً عند النظر عمودياً على الحقل المغناطيسي و يساراً عند النظر بشكل موازٍ للحقل.

4. 7. 2. 4 مفعول زيمان العكسي

يحدث امتصاص لبعض ألوان الضوء الأبيض عند مروره ضمن بخار خاضع لحقل مغناطيسي منتظم، تدعى هذه الظاهرة بمفعول زيمان العكسي و يمكن تفسيرها بالاستفادة من مفعول زيمان كما يلي: كما هو معلوم يمكن اعتبار الضوء العادي غير مستقطب مؤلف (مهما كان تواتره) من مركبات مستقطبة استقطاباً دائرياً يمينياً ويسارياً ذات فرق طور عشوائي بينهما و تواترات مختلفة. على فرض الآن أن υ_0 هو تواتر التجاوب الطبيعي لجزيئات البخار في الحالة الابتدائية (أي قبل تطبيق الحقل المغناطيسي) و الذي ينقسم بعد تطبيق الحقل المغناطيسي أفقي (كما شرح أنفاً في الفقرة السابقة) إلى تواترين υ_1 للالكترونات الدائرة إلى اليسار و υ_2 للالكترونات الدائرة إلى اليمن، فإن مرور الضوء ضمن الغاز الخاضع للحقل المغناطيسي سيؤدي إلى امتصاص الضوء ذي الاستقطاب الدائري اليساري والتواتر υ_1 من قبل الالكترونات ذي التواتر υ_1 و الدائرة إلى اليسار أما المركبة ذات الاستقطاب الدائري اليميني والتواتر υ_1 فلن تمتص، ويحدث العكس بالنسبة للضوء ذي التواتر υ_2 حيث تمتص المركب اليمنية منه من قبل الالكترونات ذي التواتر υ_2 و الدائرة إلى اليمين بينما تنفذ المركبة اليسارية. وهكذا من أجل سماكة معينة للبخار يمكن أن تتناقص الشدة الضوئية إلى النصف، وبالتالي عندما تراقب الظاهرة بشكل طولي

موازٍ للحقل H لا يحدث امتصاص كامل للضوء ويكون استقطاب الضوء المشاهد على ضعفه استقطاباً دائرياً جهة دوران مركباته بعكس جهة دوران الضوء المستقطب في مفعول زيمان.

وعندما تراقب هذا الظاهرة عمودياً على الحقل H و بالعودة إلى مفعول زيمان فستكون هناك ثلاثة حركات اهتزازية للجزيئات ضمن الغاز إحداها للجزئيات ذي التواتر υ_0 و تكون مستقطبة خطياً جهة اهتزازتها موازية لجهة الحقل المغناطسي و هي تقوم بالامتصاص التام لمركبة الضوء التي تملك نفس التواتر و جهة الاستقطاب و بالتالي يمر الضوء ذي الاستقطاب المعامد و التواتر υ_0 دون امتصاص و الاهتزازتين المتبقيتين للجزئيات ذي التواترين υ_1 و υ_2 هما اهتزاتين مستقطبين خطياً جهة اهتزازتها معامدة لجهة الحقل المغناطسي تقومان بامتصاص غير تام لمركبتي الضوء التي تملك نفس التواتر و جهة الاستقطاب و بالتالي تمر موجتي الضوء ذي الاستقطاب الموازي و التواترين υ_1 و υ_2 بشكل جزئي. يلخص الشكل (4. 52) الظواهر المشاهدة في مفعول زيمان العكسي حيث تحسب تواترات الخطوط الطيفية المشاهدة من العلاقات المباشرة المذكورة في مفعول زيمان المباشر.



الشكل (4. 52): فعل زيمان العكسي، الضوء الصادر في حالتين: a. عند النظر عمودياً على الحقل المغناطيسي و b. عند النظر بشكل موازٍ للحقل المغناطيسي.

4. 7. 2. 5 مفعول كوتون وموتون

اكتشف العالمان كوتون وموتون أن بعض السوائل تصبح قادرة على تقطيب الضوء أي يحدث فيها انكسار مضاعف وذلك عند تعرضها لحقل مغناطيسي قوي يعمل بدوره على ترتيب الجزيئات بحيث تصبح موازية للحقل بعد أن كانت متماثلة المناحي ضوئياً ومغناطيسياً فتصبح متوازية وموازية للحقل. وقد وجد تجريبيا ونظرياً أن شدة الانكسار المضاعف أي الفرق بين قرينتي الانكسار العادية والاستثنائية تتناسب مع مربع شدة الحقل المغناطيسي المطبق ومع طول موجة الضوء المستخدم أي:

$$n_e - n_0 = c.\ \lambda.\ H^2 \qquad [136\ .4]$$

أما فرق المسير الضوئي بين الشعاعين فيتناسب مع مقدار ما يقطعه الضوء في المحلول:

$$\Delta\ell = (n_e - n_0).\ \ell = c.\ \lambda.\ H^2.\ell \qquad [137\ .4]$$

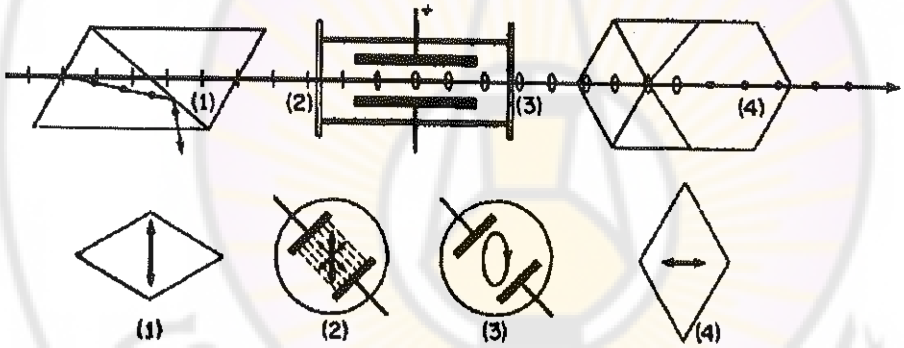
حيث $\Delta\ell$ فرق المسير الضوئي و ℓ المسار الخطي الذي يقطعه الضوء ضمن السائل.

تتعلق هذه الظاهرة بدرجة الحرارة إذ تتناقص بشدة بازدياد درجة الحرارة وذلك لزيادة الطاقة الحركية للجزيئات التي تؤدي لزيادة عشوائية، أي يؤدي إلى تخريب في توضعها بشكل متوازٍ ويتطلب الحصول على التأثير نفسه زيادة في الحقل المغناطيسي.

4. 7. 2. 6 مفعول كير الكهربائي الضوئي

اكتشف العالم جون كير عام 1875 اكتساب قطعة سميكة من الزجاج خاصية الانكسار المضاعف للضوء عند تعرضها إلى حقل كهربائي قوي. لا تعزى هذه الظاهرة إلى التشوه الذي يحدثه الحقل الكهربائي في الزجاج كما هو الحال في

الانكسار المضاعف الذي يحدث في صفيحة زجاجية سميكة عند تعرضها إلى ضغط ميكانيكي خارجي لأن هذه الظاهرة تشاهد في العديد من السوائل و حتى في الغازات. فعند وضع سائل في حقل كهربائي فإنه يكتسب خواص مشابهة للبلورة أحادية المحور الضوئي محورها موازٍ لاتجاه الحقل الكهربائي و عند النظر إلى السائل بشكل عمودي على الحقل يحدث تداخل بين الشعاعين العادي والاستثنائي. تتألف خلية كير من خلية من الزجاج مغلقة بشكل محكم تحوي على سائل يغمر صفيحتين معدنيتين (مكثفة مستوية) تشحن إحدهما بشحنة موجبة والأخرى بشحنة سالبة و ذلك عن طريق ربطهما بمولد كمون مستمر (بطارية) (الشكل (4. 53)).



الشكل (4. 53): خلية كير و توزع الاستقطاب (1) استقطاب خطي. (2) تحلل الاستقطاب الخطي لمركبتين. (3) استقطاب إهليلجي. (4) استقطاب خطي (مسقط الاستقطاب الإهليلجي على محور المحلل).

عند وضع هذه الخلية بين مقطب و محلل متعامدين فإن الضوء سوف لن يمر من المحلل في حال عدم تغذية الخلية بتوتر عالي الجهد. إن تغذية الخلية بتوتر عالي الجهد سيؤدي إلى نشوء انكسار مضاعف فيها مما يسبب تغيراً في استقطابية الضوء الوارد عليها الأمر الذي يجعل الضوء يمر من المحلل. لهذه الخلية استخدامات عديدة فبواسطتها حسب العالم أندرسون سرعة الضوء في

الخلاء باعتبار الخلية كقاطعة للضوء (Electro-Optic shutter) وتعتمد الفكرة على تقطيع الضوء عن طريق ربط طرفي الخلية بهزاز راديوي يعطي كمونا متناوبا بتواتر عالٍ، كما يمكن استخدام هذه الطريقة في الاتصالات من تحويل حزمة الموجة الكهربائية إلى حزمة موجة ضوئية ونقلها عبر الألياف الضوئية.

تدل التجربة على أن حساب فرق المسير بين الشعاعين يتناسب مع السمك الذي يقطعه الضوء في الخلية ℓ ومع طول موجة الضوء المستخدم λ ومع مربع الحقل المطبق E ويعطى بالعلاقة:

$$\Delta\ell = J.\ \ell.\ \lambda.\ E^2 = (J.\ \ell.\ \lambda.\ V^2)/d^2 \qquad [138\ .4]$$

حيث V فرق الكمون المطبق و d البعد بين صفيحتي المكثفة و J ثابت كير.

و بما أن فرق المسير بين الشعاعين يعطى بـــ:

$$\Delta\ell = \Delta n\ .\ \ell \qquad [139\ .4]$$

و منه فرق قرينتي الانكسار يعطى بـــ:

$$\Delta n = J.\ \lambda.\ E^2 = (J.\ \lambda.\ V^2)/d^2 \qquad [140\ .4]$$

عادة يستخدم محلول النتروبنزن لأن ثابت كير J يكون ذا قيمة كبيرة نسبياً كما توجد مواد يكون فيها ثابت كير سالباً كالإيتر العادي و تتناقص شدته بازدياد درجة الحرارة.

ملاحظة: الانكسار المضاعف الذي يحدث في الغازات و الذي يعزى إلى تغيرات داخل الذرات (مفعول شنارت) مختلفٌ تماماً عن ظاهرة كير و التي تعزى إلى لاتماثلية المناحي الطبيعية أو المحرضة للجزيئة و ارتصافها بانتظام مع الجزيئات الأخرى عند تطبيق الحقل الكهربائي مما يكسب الوسط بكامله خاصية لاتماثل المناحي. تتعلق ظاهرة كير الكهرضوئية بدرجة الحرارة كما في

مفعول كوتون وموتون. في الحقيقة إن ظاهرة كير الكهرضوئية الناتجة عن تطبيق حقل كهربائي تماثل تماماً الظواهر التي تم شرحها كمفعول كوتون وموتون الناتجة عن تطبيق حقل مغناطيسي.

4. 7. 2. 7 مفعول بوكلز

إن أي بلورة شفافة ليس لها مركز تناظر تبدي فعلاً كهربائياً ضوئياً أي تصبح كبلورة أحادية المحور الضوئي متمتعة بخاصة الانكسار المضاعف عند تعرضها لحقل كهربائي خارجي و يكون التغير في قرينة الانكسار من الشكل:

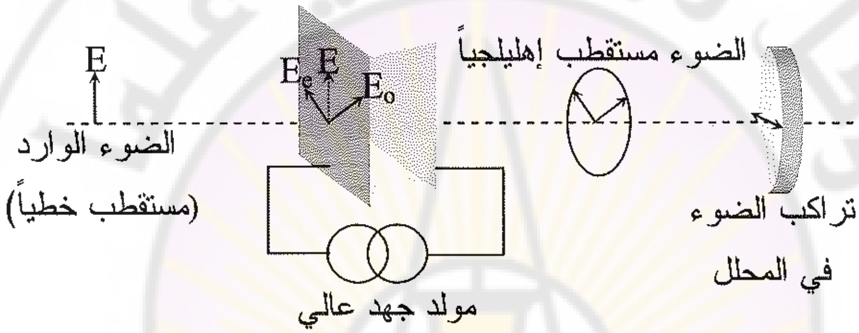
$$\Delta(1/n^2) = (r.\ E) + (P.\ E^2) \qquad [4.\ 141]$$

حيث r ثابت بوكلز، إن الحد الأول في العلاقة هو حد خطي ويقال عنه إنه مفعول بوكلز، أما الحد الثاني فهو لا خطي ويعود لمفعول كير و الذي شرح في الفقرة السابقة. لكي تكون البلورة ذات تأثير فعال يجب أن تكون ذات حجم كبير نسبياً، لتكون r ذات قيمة غير مهملة و الفعل الكهرضوئي قابلاً للقياس. من أشهر هذه البلورات بلورة فوسفات البوتاسيوم ثنائي الهيدروجين (KH_2PO_4) والتي يرمز لها اختصاراً لـــ (KDP) وهي بلورات حساسة جداً وسهلة الكسر و قابلة للانحلال لذلك تفضل عليها بلورة فوسفات البوتاسيوم المعالجة بالديتيريوم (KD_2PO_4) ويرمز للبلورة المعالجة (KD*P) و هناك بلورات أخرى مثل ADP و هو اختصار لـــ فوسفات البوتاسيوم ثنائي الهيدروجين (KH_2PO_4) و بلورات ليثيوم نوبات ($LiHbO_3$).

4. 7. 2. 7. 1 خلية بوكلز ذات المفعول الطولي

يطلق على خلية بوكلز اسم خلية بوكلز ذات المفعول الطولي إذا كان اتجاه انتشار الضوء الوارد إلى الخلية بنفس اتجاه الحقل المطبق. تدل التجربة على أن اتجاه الانكسار المضاعف في مفعول بوكلز يكون معامداً لاتجاه الحقل الكهربائي المطبق فإذا طبق حقل كهربائي باتجاه OZ حرض فيها انكساراً مضاعفاً في

المستوي XOY. فإذا وردت حزمة من الضوء المستقطب على البلورة باتجاه OZ بحيث يصنع حقلها الكهربائي E زاوية (45^0) مع اتجاه المحور الضوئي المحرض فيها (نتيجة لتطبيق حقل كهربائي (فرق كمون) خارجي عليها باتجاه OZ) كما في الشكل (4. 54) فسوف تتحلل الحزمة الواردة إلى حزمتين على وجه الورود للبلورة: واحدة ذات حقل كهربائي باتجاه المحور الضوئي و هي التي تمثل الموجة الاستثنائية E والأخرى ذات حقل معامد لهذا الاتجاه أي أنها تمثل الموجة العادية O .



الشكل (4. 54): خلية بوكلز الطولية.

فإذا كانت معادلة الموجة الواردة المستقطبة في النقطة Z = 0 ممثلة بالعلاقة:

$$E = E_0 . \cos\omega t \qquad [4.\ 142]$$

فإن مركبتي الحقل الكهربائي الضوء على المحورين X و Y هما:

$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \omega t \quad \text{و} \quad E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \omega t \qquad [4.\ 143]$$

فإذا كان E_z هي قيمة الحقل الكهربائي الخارجي المطبق فإن التغير في قرينة انكسار البلورة عندها يعطى بـــ:

$$\Delta(1/n^2) = (-2\Delta n)/n^3 = r. E_z \qquad [4.\ 144]$$

حيث أهملنا مفعول كير (P = 0) وبالتالي فإن:

$$\Delta n = n - n_0 = \pm \tfrac{1}{2}. r. n^3_0. E_z \qquad [4.\ 145]$$

حيث n_0 تمثل قرينة انكسار البلورة عندما لا يكون هناك أي حقل كهربائي خارجي مطبق عليها. و عندها يمكن كتابة قرينتي انكسار البلورة بالنسبة للموجتين المستقطبتين بالاتجاه X و Y على النحو:

$$n_x = n_0 + (½. r. n^3_0. E_z) \qquad [146 .4]$$

$$n_y = n_0 - (½. r. n^3_0. E_z) \qquad [147 .4]$$

إذا تكون سرعة الموجة المستقطبة بالاتجاه X مختلفة عن سرعة الموجة المستقطبة بالاتجاه Y لذلك ينشأ بينهما فرق في الطور بعد عبورهما الصفيحة ذات السماكة L ، يحسب كما يلي:

$$\Phi_x = (2\pi/\lambda)\, n_x . L \qquad [148 .4]$$

$$\Phi_y = (2\pi/\lambda)\, n_y . L \qquad [149 .4]$$

و تعوض n_x بقيمتها من العلاقة [4. 146] يكون:

$$\Phi_x = (2\pi/\lambda). L\, n_0. [1+(½. r. n^2_0. E_z)] \qquad [150 .4]$$

والتي يمكن كتابتها بالشكل:

$$\Phi_x = \Phi_0 + \Delta\Phi \qquad [151 .4]$$

حيث:

$$\Delta\Phi = (\pi L/\lambda) . r . n^3_0 . E_z \text{ و } \Phi_0 = (2\pi/\lambda) . n_0 . L \qquad [152 .4]$$

وبالطريقة نفسها فإن:

$$\Phi_y = (2\pi/\lambda) . L\, n_0 . [1- (½r . n^2_0 . E_z) \qquad [153 .4]$$

والتي يمكن كتابتها بالشكل:

$$\Phi_y = \Phi_0 - \Delta\Phi \qquad [154 .4]$$

إن $\Delta\Phi$ يكن أن تكتب على النحو التالي:

$$\Delta\Phi = (\pi/\lambda) . L . r . n^3_0 . E_z = (\pi/\lambda). r. n^3_0. V \qquad [155 .4]$$

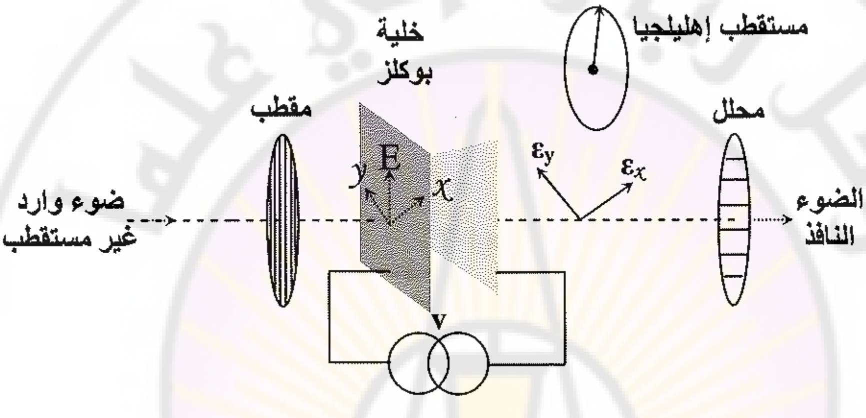
لأن:

$$E_z = V/L \qquad [156 .4]$$

إن التغير الكلي في الطور بين الموجتين نتيجة لتطبيق فرق الكمون v هو:

$$\Phi = \Phi_x - \Phi_y = 2\,\Delta\Phi = (2\pi/\lambda).\ r.\ n^3_0\ .\ V \qquad [157 .4]$$

وهكذا فإن عبارتي الموجتين البارزتين من البلورة الموضحتين بالشكل (4. 55) تكتبان كما يلي:



الشكل (4. 55): تغير الاستقطاب في خلية بوكلز الطولية.

$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t + \Phi_0 + \Delta\Phi)$$

$$[158 .4]$$

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t + \Phi_0 - \Delta\Phi)$$

إن التغير في الطور في كل من مركبتي الضوء يتوقف مباشرة على فرق الكمون المطبق v؛ إذاً يمكن تغيير فرق الطور بتغيير v وهذا ما أعطى خلية بوكلز أهمية كبيرة في عملية تعديل الحزم الضوئية الساقطة عليها.

يمكن استخدام خلية بوكلز كمعدلة كهرضوئية و عندها يطلق عليها اسم معدلة بوكلز الكهرضوئية (Pockles Electro - Optics Modulator) و عملية التعديل تتم كما يلي:

يتم استقطاب الضوء خطياً باستعمال مقطبن يضبط المقطب بحيث تجعل اتجاه اهتزازة الضوء المستقطب عمودية على محور البلورة، عند عبور هذه الاهتزازة لخلية بوكلز تتحلل إلى اهتزازتين E_x و E_y و يبرز الضوء مستقطباً إهليلجياً و عندما يصل إلى المحلل لا يمر منه سوى محصلة مسقط هاتين الاهتزازتين على محوره الأفقي للمحلل أي أن E للضوء البازر يعطى بـــ:

$$E = (E_0/2) [\cos(\omega t + \Phi_0 + \Delta\Phi) - \cos(\omega t + \Phi_0 - \Delta\Phi)] \quad [159 .4]$$

$$E = - E_0 (\sin \Delta\Phi). [\sin(\omega t + \Phi_0)] \quad [160 .4]$$

وشدة الضوء النافذ هي القيمة الوسطى لـــ E^2 محسوب خلال دور واحد (أي عندما $T = 2\pi/\omega$):

$$I = (1/T) . \int_0^T E^2. dt \quad [161 .4]$$

$$I = (\omega/2\pi) . \int_0^{2\pi/\omega} E^2. d \quad [162 .4]$$

$$I = I_0 \sin^2 (\Delta\Phi) = I_0 \sin^2(\Phi/2) \quad [163 .4]$$

حيث I_0 شدة الضوء الوارد إلى البلورة وبما أن:

$$\Phi = (2\pi/\lambda) . r . n_0^3 . V \quad [164 .4]$$

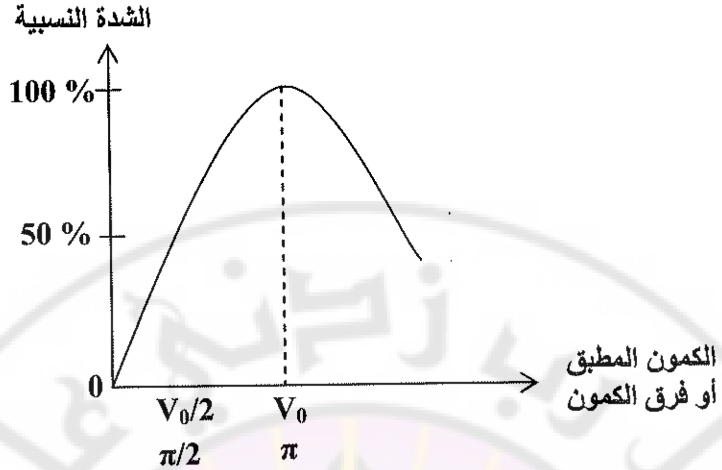
إذا علاقة شدة الضوء النافذ النسبية و الموضحة بالشكل (4. 56) هي:

$$I/I_0 = \sin^2 [(\pi/\lambda) . r . n_0^3 . V] \quad [165 .4]$$

فإذا كان V_0 فرق الكمون الذي من أجله تكون الشدة أعظمية اي $1 = (I/I_0)$ عندها يكون:

$$v_0 = \lambda/(2 r_0 n^3{}_0) \quad [166 .4]$$

وبالتالي تصبح العلاقة [4. 120] كما يلي:



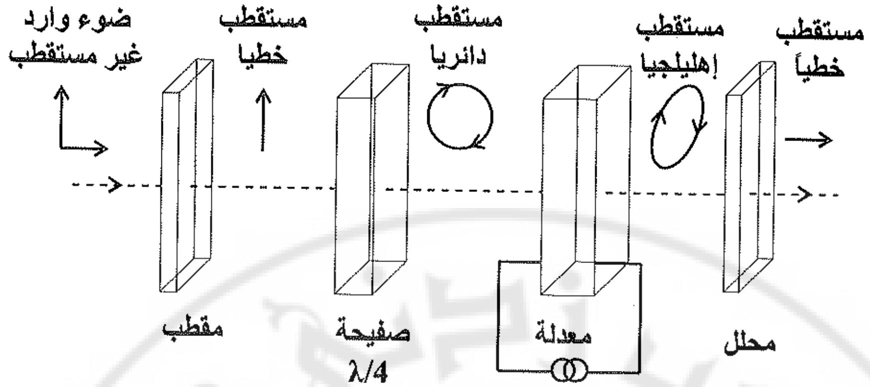
الشكل (4. 56): علاقة شدة الضوء النافذ النسبية كتابع لفرق الكمون المطبق على البلورة.

$$(I/I_0) = \sin^2[(\pi/2) . (V/V_0)] \qquad [167 .4]$$

يدعى فرق الكمون V_0 الذي من أجله $I = I_0$ بكمون نصف الموجة وذلك لأن تطبيق فرق الكمون مساويا لـ V_0 على البلورة يؤدي إلى خلق فرق مسير بين الحزمتين عند عبورهما للبلورة مساوٍ لـ $\lambda/2$ أو فرقٍ في الطور مساوٍ لـ π.

فإذا وردت حزمة مستقطبة خطياً على خلية بوكلز و طبِّق عليها فرق في الكمون قدره V_0 فإن اتجاه اهتزاز الحزمة النافذة يدور بـ (90^0). يمكن تحسين مردود معدلة بوكلز بمعنى تخفيض قيمة فرق كمون نصف الموجة V_0 بإضافة صفيحة ربع موجية توضع بين المقطب والمعدلة كما في الشكل (4. 57)، وضع الصفيحة الربع موجية قبل المعدلة يضيف فرقاً في الطور مقداره $\pi/2$ بين مركبتي الضوء المستقطبتين قبل دخولهما المعدلة و يكتب فرق الطور الجديد عندها كمايلي:

$$\Phi = (\pi/2) + (2\Delta\Phi) = (\pi/2) + (\pi V/V_0) \qquad [168 .4]$$



الشكل (4. 57): تحسين مردود خلية بوكلز الطولية باستخدام صفيحة ربع موجية.

والشدة النسبية عندها تعطى بـــ:

$$(I/I_0) = \sin^2[(\pi/4) + (\pi/2) . (V/V_0)] \qquad [169 .4]$$

$$(I/I_0) = \sin^2 ½ [(\pi/2) + (\pi V/V_0)] \qquad [170 .4]$$

$$(I/I_0) = ½ [1 + \sin(\pi V/V_0)] \qquad [171 .4]$$

وهكذا في هذه الحالة يكفي فقط تطبيق فرق في الكمون قدره $V_0/2$ للحصول على دوران اتجاه اهتزاز الحزمة النافذة بــمقدار (90^0).

عند تطبيق إشارة إضافية على دخل البلورة من مولد الإشارة بحيث تقدم تغيراً جيبياً في الفولط من رتبة عدة فولطات يضاف إلى الجهد العالي الذي يغذي البلورة فإن شدة الانكسار المضاعف داخل البلورة و بالتالي الشدة النسبيه للضوء النافذ سوف تتغير قليلاً استجابة للتغير البسيط في الفولط. وهذا يعد بمثابة تحميل الضوء لإشارة أو معلومات حيث يمكن أن يرسل الضوء المعدل بعد ذلك إلى مسافات طويلة و خاصة إذا كان الضوء المستخدم هو ضوء الليزر و يمكن عن طريق كواشف ضوئية استقبال الضوء مجدداً و كشف تلك التغيرات في منحني الشدة النسبية للضوء و استرداد المعلومات (الإشارة الجيبية) من جديد. إن العلاقة [4. 167] و الموضحة بالشكل (4. 56) تظهر أن علاقة الشدة النسبية للضوء النافذ مع فرق الكمون المطبق ليست علاقة خطية بالحالة العامة

و بالتالي استجابة البلورة للتغيرات الطفيفية المطبقة مع كمون التغذية سوف يكون ضعيفاً (لأن الاستجابة في هذه الحالة متناسبة مع مربع الـــ sin) إلا من أجل كمون تغذية مطبق ضمن مجال صغير محدود مركزه يساوي كمون ربع الموجة أي $V_0/4$ حيث يصبح التغير بين كمون المطبق و الشدة النسبية للضوء النافذ خطياً أي:

$$(I/I_0) \approx \frac{1}{2}\pi V/V_0 \qquad [172 .4]$$

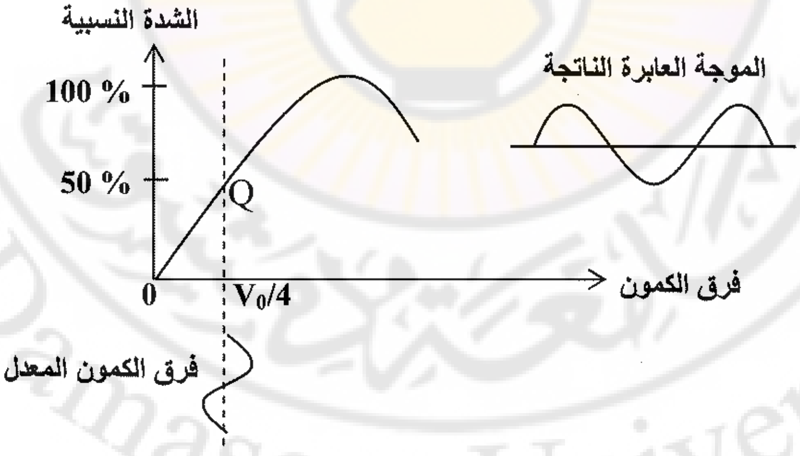
فإذا طبق فرق كمون جيبي ذو سعة صغيرة m وتواتر f على المعدلة و إضافةً إلى جهد التغذية عندها فإن التغير الطفيف في فرق كمون التغذية يعطى بـــ:

$$V/V_0 = m \sin(2\pi f t) \qquad [173 .4]$$

أي أنه بالاستفادة من [4. 172] يكون:

$$(I/I_0) \approx \frac{1}{2}\pi m \sin(2\pi f t) \qquad [174 .4]$$

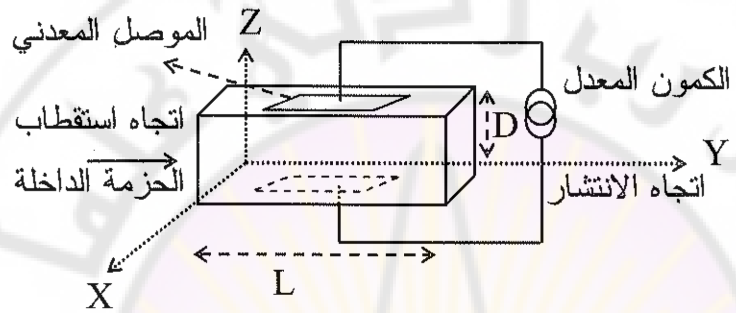
و تصبح استجابة البلورة للتغيرات الطفيفية عظمى، تسمى النقطة Q التي تقابل كمون ربع الموجة بنقطة *التشغيل* و التي يكون عندها تحميل الإشارة أعظمياً (الشكل (4. 58)).



الشكل (4. 58): نقطة التشغيل Q التي تقابل كمون ربع الموجة و التي يكون عندها تحميل الإشارة أعظمياً.

4. 7. 2. 7. 2 خلية بوكلز ذات المفعول العرضي

و هي خلية يكون الكمون المطبق فيها معامداً لمنحى الانتشار (الشكل (4. 59)) وفي هذه الحالة لا يتداخل الحقل الكهربائي المطبق على البلورة مع الضوء الساقط عليها و يكون فرق الطور متناسباً مع الحقل الكهربائي المطبق ومع طول الخلية.



الشكل (4. 59): خلية بوكلز العرضية.

على فرض كما في السابق أن الحقل المطبق هو باتجاه OZ وأن جهة الانتشار الضوء هي بالاتجاه OY و أن الضوء الوارد مستقطب خطياً بحيث تصنع اهتزازته زاوية 45^0 مع المحور OX فإن التغير في الطور هو:

$$\Delta\Phi = [(2\pi/\lambda).\ (n_o - n_e)\ L] - [(2\pi/\lambda).\ (VL/D).\ r.\ n^3_o] \quad [175\ .4]$$

حيث L طول البلورة و D عرضها الموافق لنقطتي تطبيق الكمون الخارجي V أما n_o و n_e فهما قرينتا الانكسار العادية والاستثنائية، الحد المستقل عن الكمون في العبارة السابقة يزيح منحى الشدة النسبية مما يغني عن استخدام الصفيحة الربع موجية. إن نصف كمون الموجة V_0 يمكن أن يكون أقل من الحالة السابقة إذا استخدمنا صفيحة رقيقة وطويلة لذلك فإن خلية بوكلز ذات المفعول العرضي أفضل من الخلية ذات المفعول الطولي. تعد خلية بوكلز العرضية كمكثفة زمن استجابتها بطيء نسبياً و هذا يجعل البلورة غير فعالة من أجل تحميل الإشارات

ذات التواتر العالي، يحسن زمن استجابة البلورة بوصلها على التفرع بملف و مقاومة متغيرة بحيث تتحقق دارة تجاوب، و باختيار قيمة المقاومة الخارجية أكبر بكثير من قيمة مقاومة البلورة فإن معظم الكمون المعدل يطبق على البلورة و يسهم في خلق فرق طور.

4. 7. 2. 7. 3 المبدلات الضوئية واستعمالها في مجاوبة الليزر

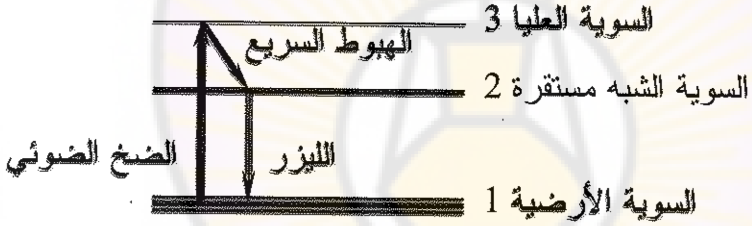
تسعمل الخلايا الضوئية التي تم الحديث عنها (كخلية بوكلز و الخلايا الصوتيه الضوئية و خلية كير و ...) كمبدلات ضوئية فهي تؤدي إلى تفعيل عمل الليزر لوقت معين ومن ثم تعطيله عن العمل لوقت معين آخر بحيث تقوم بالتبديل مابين هذين الوضعين أي وضع العمل أو الطاقة العليا (تكون إشارة الدخل ذات عامل جودة عالية High Quilty) ووضعية الإيقاف أو الطاقة الدنيا (تكون إشارة الدخل ذات عامل جودة منخفضة Low Quilty). و غالباً ماتسمى العملية بأكملها بعملية تبديل عامل الجودة (Q-switching).

و تتم عملية تبديل عامل الجودة كما يلي: إن المجاوبة الليزرية كما شرح في الفصل الأول مؤلفة من مرآتين إحداهما عاكسة كلياً والأخرى عاكسة جزئياً (المرآة التي يخرج منها الليزر) ومن وسط فعال (بلورة أو غاز أو حتى سائل) ذات ثلاث سويات طاقة على الأقل ومن مضخة للضوء (مصباح وميضي مثلاً) كما هو مبين في الشكل (4. 60).



الشكل (4. 60): المجاوبة الليزرية.

في الحالة العامة، الضخ الضوئي للوسط الفعال يؤدي إلى إثارة الالكترونات في ذلك الوسط إلى أعلى سوية طاقية ممكنة في البلورة بحيث يكون الفرق بينها و بين السوية الأرضية مساوياً لطول موجة الضوء الضاخ. لذلك يجب اختيار الضوء الضاخ بحيث تكون طول موجته كافية لإثارة الالكترونات في الوسط الفعال إلى السوية الثالثة (في الليزرات ذات السويات الثلاثية) أو الرابعة (في الليزرات رباعية السوية). عند إثارة الالكترونات إلى السوية الثالثة مثلاً (بالنسبة لليزرات ثلاثية السوية) فإن الالكترونات المثارة تقضي زمناً في هذة السوية يتناسب و عمر هذه السوية ثم تهبط إلى السوية الأدنى رقم (2) وتقضي فيها زمناً يتناسب أيضاً و عمر تلك السوية ثم تعود إما تلقائياً أو تحريضياً (بشكل محثوث) بفعل الضوء المنعكس عن إحدى مرآتي المجاوب إلى سويتها الأصلية (الأرضية) أي السوية رقم (1)، الشكل (4. 61).



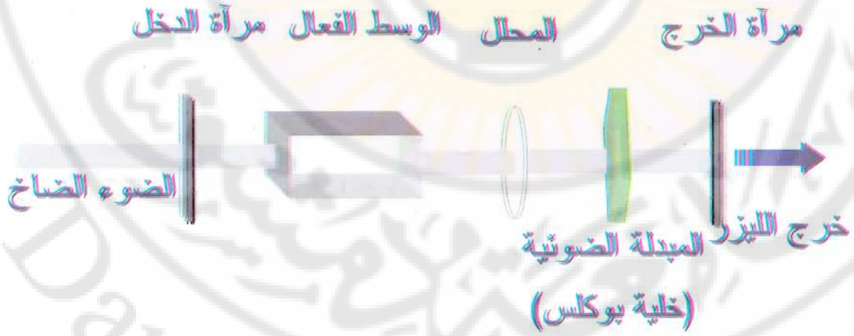
الشكل (4. 61): الضخ الضوئي لوسط فعال ذي ثلاث سويات طاقية.

و لكي تتم عملية الليزة بشكل فعال يجب انتقاء الوسط الفعال بحيث يكون عمر السوية العليا (السوية الثالثة في مثالنا) شبه لحظي (سريع جداً) بينما يكون عمر السوية شبه المستقرة رقم (2) طويلاً نسبياً (أكبر من بضع مئات من الميكرونات) مما يسمح لأكبر عدد ممكن من الالكترونات بالتجمع في السوية قبل عودتها إلى سويتها الأرضية أي حصول الإسكان المعكوس (و الذي يعني أن عدد الالكترونات المثارة في السوية شبة المستقرة يصبح أكثر بكثير من عدد الالكترونات في السوية الأرضية).

إن إدخال مبدلة ضوئية في مجاوبة الليزر و ضبطها على الوضعية التي تمنع الأشعة المنعكسة عن إحدى المرآتين من العودة إلى الوسط الفعال (وضعية الإغلاق) يمنع الإصدار المحثوث و بالتالي يتيح الفرصة للإسكان المعكوس في السوية شبة المستقرة أن يبلغ قيمتة العظمى. فإذا ضبطت المعدلة بعدها على الوضعية التي تسمح للأشعة المنعكسة عن إحدى المرآتين بالعودة إلى الوسط الفعال (وضعية الفتح) هبطت الالكترونات دفعة واحدة وبسرعة بفعل الإصدار المحثوث إلى سوية الأرضية مطلقة نبضة ليزرية قصيرة جداً ذات طاقةٍ عاليةٍ. تتم عملية التبديل الضوئي إما باستعمال مبدلات فعالة (Active Q-switch) يتم التحكم بها من خارج مجاوب الليزر و مبدلات منفعلة أو سلبية (Passive Q-switch) تتحكم بها الطاقة الداخلية للمجاوب.

هناك طريقتين شائعتي الاستخدام لتبديل عامل الجودة الفعال و هما:

- استخدام مبدلات كهربائية ضوئية كخلايا بوكلز توضع داخل المجاوبة بحيث يصنع محورها الضوئي زاوية $45°$ مع محلل موضوع قبلها (الشكل (4. 62).



الشكل (4. 62): تبديل عامل الجودة في مجاوبة ليزرية باستعمال خلية بوكلز.

تلعب هذه الخلايا دور االصفائح الربع موجية عند تطبيق جهد عالي عليها

فتقوم بتحويل الاستقطاب الخطي الوارد عليها إلى أهليلجي و من ثم تعيد الاستقطاب الأهليلجي إلى استقطاب خطي من جديد بعد انعكاس الحزمة الضوئية إليها من المرآة و تكون اهتزازة الاستقطاب الخطي الجديد في هذة الحالة معامدة لمحور المحلل (لأن مرورها المضاعف في الخلية يكسبها فرق في طور قدره π مما يؤدى إلى انعكاس اهتزازة الاستقطاب الخطي بالقدر $\pi / 2$) فلا تنفذ من المحلل و بالتالي نفاذ الأشعة أو قطعها يعتمد على وضع المحلل واستقطابية الضوء الوارد عليه والذي يتحكم به من قبل البلورة (خلية بوكلز)، يمكن تغذية الخلية بتيار جهد عالٍ متناوب بحيث يمكن من التحكم بزمن الفتح و الإغلاق فمن الضروري جداً التحكم بهذة الأزمنة لأن إغلاق المجاوبة أكثر من اللازم قد يؤدي إلى خسارة جزء من الالكترونات المثارة في السوية شبة المستقرة عن طريق الإصدار التلقائي كما أن فتح المجاوبة أكثر من اللازم قد يؤدي إلى استمرار عملية الليزرة و بالتالي الحصول على نبضات لاحقة بسعة أقل أو إصدار ليزر بشكل مستمر.

- حرف الأشعة عن مسارها و بالتالي ضمان عدم عودتها إلى المجاوبة. و يتم ذلك عادةً باستعمال الخلية الصوتية الضوئية ضمن مجاوبة الليزر. يمكن ضبط المجاوبة بحيث تسمح إما بانعكاس الأشعة الضوئية الواردة من الرتبة الصفرية للخلية (وهي الحالة التي توافق عدم وجود أية إشارة صوتية في الخلية) و عندها تكون المجاوبة في (وضعية الفتح) و إما بتغير موضع إحدى المرآتين بحيث تسمح بانعكاس الأشعة الضوئية الواردة من رتبة الانعراج الأولى للخلية (وهي الحالة التي توافق وجود إشارة صوتية في الخلية) و إعادتها للمجاوبة لتصبح تلك الحالة هي (وضعية الفتح) كما هو مبين بالشكل (4. 63).



الشكل (4. 63): تبديل عامل الجودة في مجاوبة ليزية باستعمال الخلية الصوتية الضوئية (I) الليزر يخرج عند إيقاف تشغيل الخلية (II) الليزر يتولد عند تشغيل الخلية من انعكاس رتبة الانعراج الأولى).

فالترتيب (I) الذي يتم فيه توليد النبضات بالاعتماد على الرتبة الصفرية للبلورة يتطلب تشغيل البلورة لزمنٍ طويلٍ (يمنع فيه الاهتزاز داخل المجاوبة عن طريق حرف الأشعة إلى رتبة الانعراج الأولى مما يؤدي بدوره إلى حدوث كثافة عالية في الإسكان المعكوس) و إيقاف عمل البلورة لفترة قصيرة (تتمكن خلالها الأشعة الضوئية من الاهتزاز مجدداً في المجاوبة و توليد النبضات الليزرية) حيث عادةً ما يكون زمن فتح المجاوبة لتوليد النبضات أقصر بكثير من زمن الإغلاق اللازم لحدوث الانقلاب المعكوس. إن إخضاع البلورة لأمواج صوتية شديدة و لفترة طويلة يؤدي إلى ارتفاعٍ كبيرٍ في درجة حرارتها بسبب الإجهاد الصوتي مما يؤثر سلباً على أداها، فارتفاع درجة الحرارة سوف يزيد من حركة ذرات البلورة مما يقلل من انتظامية شبكة براغ فيها و الذي يؤدي بدوره إلى ضعف قدرتها على حرف الأشعة الضوئية. و قد يؤدي الارتفاع الشديد لدرجة حرارة البلورة إلى عطبها أحياناً و لذلك غالباً ما يفضل الترتيب (II) على الترتيب (I). فالترتيب (II) لايتطلب تشغيل البلورة

لفترات طويلة (الإسكان المعكوس يتم عندما لا تمرر أي أمواج صوتية في البلورة، بينما تشغيل البلورة يؤدي إلى حرف الأشعة و انعكاسها عن المرآة و بالتالي توليد النبضة الليزرية) مما لا يسبب ارتفاعاً كبيراً في حرارتها كما في الترتيب (I) و بالتالي لا توجد ضرورة لاستخدام أي نظام لتبريد البلورة. أيضاً من ميزات الوضع الثاني أن الأشعة المنحرفة هي فقط التي تولد الليزر بينما في الوضع الأول عند تشغيل البلورة (أي في الحالة التي يجب أن تقطع فيها البلورة الضوء) يبقى بعض الضوء مهتزاً في المجاوبة وذلك لأن البلورة لاتستطيع أن تحرف بالمطلق جميع الأشعة الضوئية إلى المرتبة الأولى بل لها كفاءة معينة تعتمد على الطول الموجي للضوء (الليزر) و هذا يسبب وجود ليزر مستمر بين النبضات الليزرية وانخفاض طاقة النبضة الواحدة. و أخيراً للحصول على أكبر مردود ممكن لعملية الليزرية باستعمال الخلية الصوتية الضوئية يجب اختيار خلية ذات كفاءة تبديل عالية و زاوية انحراف كبيرة عند طول موجة الليزر المراد توليده.

أما عملية تبديل عامل الجودة المنفعل فتتم باستخدام خلايا خاصة تدعى بخلايا الماص المشبع (Saturble Absorber) ترصف ضمن مجاوبة الليزر (الشكل (4. 64)) لامتصاص فوتونات الإصدار التلقائي المنبعثة من الوسط الليزري الفعال لاحتوائها على شوارد تملك سويتين طاقيتن متناسبتين مع طاقة الفوتونات الواردة. إن الإصدار المحثوث لن يكون ممكناً أثناء عملية امتصاص الفوتونات المتولدة من الإصدار التلقائي و يصبح ممكناً فقط في حالة توقف الامتصاص و الذي يعتمد بشكل أساسي على عمر السوية المثارة و العدد الأعظمي للالكترونات التي يمكن أن تستوعبها، و عندما تمتص الخلية العدد الكافي لإشباع سويتها في زمن أقل من زمن حياة السوية المثارة تصبح شفافة

بالنسبة لبقية الفوتونات فتسمح بمرورها و التي يسبب انعكاسها عن المرآتين تحريض الالكترونات المثارة ذات الكثافة العليا و التي تراكمت في السوية الليزرية شبه المستقرة أثناء مرحلة امتصاص إلى الهبوط دفعة واحدة إلى السوية الأرضية مطلقة كماً هائل من الفوتونات على شكل نبضة ليزرية قصيرة عالية الطاقة.



الشكل (4. 64): تبديل عامل الجودة المنفعل في مجاوبة ليزية.

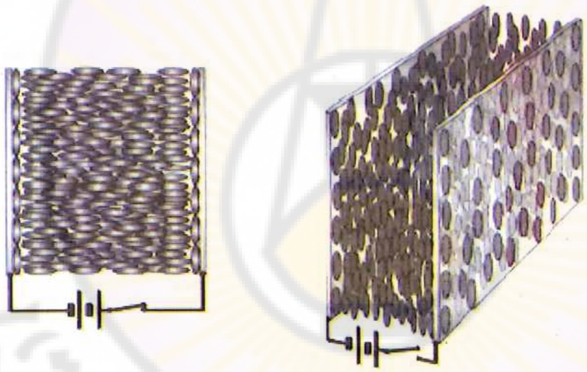
يقوم الضخ الضوئي بعدها بإعادة ملئ السوية الليزرية الشبة مثارة في الوسط الليزري بعد خلوها من الالكترونات أي بناء نبضة ليزرية جديدة و في هذة الأثناء تكون جميع الالكترونات قد غادرت السوية المثارة في خلية الماص المشبع لتبدأ البلورة مرحلة امتصاص جديد تمنع من خلالها فوتونات الإصدار التقائي من العودة إلى الوسط الفعال و تتكرر العملية ذاتها من أجل إصدار كل نبضة. لكي ينجز الماص المشبع عمله يجب أن تكون كثافة فوتونات الإصدار التلقائي كافية لاشباعه في زمن أقل من عمر سوية الطاقة المثارة فية و لذلك في أغلب الأحيان تستعمل عدسة لتكثيف الضوء على منطقة صغيرة من الماص المشبع و التي يسهل إشباعها. من مزايا هذه الطريقة بالتبديل أنها غير مكلفة و سهلة الضبط و لكن من جهة أخرى إن مقدار تواتر النبضات و استقراريتها يعتمد على طاقة الليزر و زمن إشباع البلورة و بالتالي لايمكن التحكم بتواتر النبضات فهو ثابت كما أن استقراريتها ضعيفة فالطاقة تختلف من نبضة إلى أخرى و المسافات بينها ليست متساوية تماماً.

4. 7. 2. 8 بلورات العرض السائلة (LCD)

اكتشف العالم الزراعي النمساوي فريدريك راينيتــرز (Friedrich Reinitzer) في أواخر القرن التاسع عشر أن مادة بنزول الكوليستيريل تتسم بالشذوذ، إذ أنها تنصهر في درجة حرارة تبلغ 145° درجة مئوية و تتحول إلى مادة حليبية غير شفافة، ثم تصبح سائلاً لا لون له عندما تصل درجة الحرارة إلى 179° درجــة مئوية، اهتم عالم الفيزياء الألماني أوتوليهمان (Otto-Lehmann) بهذا الشذوذ و قام بدراسته فاكتشف أن بنزول الكوليستيريل يمر بحالة ثالثة بــين الحــالتين الصلبة (أو الجامدة) والسائلة، حيث تحافظ جزيئات المادة في هذه الحالة علــى اتجاه ترتيبها كما في جزيئات المادة الصلبة ولكن في نفس الوقت تتحــرك مثــل جزيئات الحالة السائلة و قد أطلق على تلــك الحالــة اســم البلــورات الــسائلة (Liquid crystals). أما تأثير الحقل الكهربائي على تلك البلــورات فقــد تــم اكتشافه من قبل جورج هيلماير في الستينات من القرن الماضي، حيث لاحظ أن تعريض البلورة السائلة إلى حقل كهربائي يؤدي إلى تغيــر ترتيــب الجزيئــات المكونة للبلورة و الذي يؤدي بدوره إلــى تغيــر بعــض خواصــها الفيزيائيــة كالخواص الضوئية مثلاً (فإذا ما تعرضت البلورات السائلة إلى حقــل كهربــائي فإنها تكسر الضوء بشكل مغاير لما تكسره في حال لم يكــن الحقــل الكهربــائي مطبقاً عليها). لقد أدى هذا الاكتشاف إلى بدأ استخدام تلك البلورات في تقنيــات العرض اعتباراً من عام 1971 و تطورت بعدها شاشــات عــرض البلــورات السائلة ((Liquid Crystal Displays (LCD)) إلى أنواع مختلفه واستخدامات أضحت متعدده، كما في التلفاز و في الكاميرات الرقميــة و شاشــات العــرض المسطحه للكمبيوترات و شاشات المحمول و غيرها الكثير. و قبل شــرح مبــدأ عمل البلورات السائلة في الإظهار لا بد من الإشارة إلى أن للبلــورات الــسائلة ثلاثة أنواع من حيث بنيتها الهندسية و هي: البلورات الدعامية التي يكون فيهــا

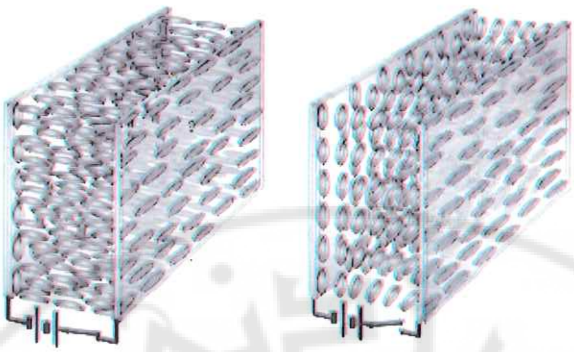
الترتيب البلوري ذي بعدين أما البعد الثالث فيكون مائعاً و البلورات الصابونية التي يكون فيها الترتيب البلوري ذي بعد واحد و البعدين الآخريين مائعين و البلورات الخيطية التي يكون اتجاه الجزيئات فيها هو فقط المرتب و لكن بشكل جزئي ولها محور تناظر يدعى محور الموجة و تظهر فيها خواص اللاتناحي الضوئي الشديد و الذي تتعلق شدته بزاوية توجيه الجزيئات حيث يتراوح الفرق بين قرينتي الانكسار العادية و الاستثنائية للبلورة ما بين 0.25 و 0.5 و هذا النوع هو المستخدم في التطبيقات الضوئية. و للبلورات الخيطية نوعان:

أ) بلورات خيطة طورية (مستقيمة) Nematic Phase تكون شدة الانكسار المضاعف فيها أعظمية عندما لا يطبق عليها أي حقل كهربائي و معدومة عند تطبيق الحقل عليها (الشكل (4. 65)).



الشكل (4. 65): ترتيب البلورات الخيطة الطورية قبل و بعد تطبيق الحقل الكهربائي.

ب) بلورات خيطية ملتوية Twisted Nematics ويرمز لها بـ TN، تتوضع الجزيئات فيها بشكل متعامد على السطحين الداخليين للبلورة فهي تملك بنية حلزونية مما يجعلها فعالةً ضوئياً (أي قادرة على تدوير مستوي الاستقطاب للضوء المستقطب خطياً الوارد إليها) في حالة الراحة (أي حالة عدم تطبيق الحقل الكهربائي عليها) أما عند تطبيق الحقل الكهربائي فتترتب الجزيئات بشكلٍ متوازٍ مما يفقد البلورة صفة الفعالية الضوئية (الشكل (4. 66)).



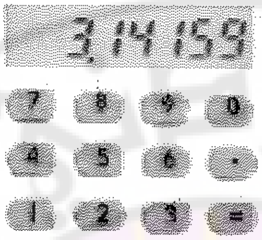
الشكل (4. 66): ترتيب البلورات الخيطية الملتوية قبل و بعد تطبيق الحقل الكهربائي.

عند وضع بلورة سائلة ذات سماكة معينة قادرة على تدوير مستوي الاستقطاب 90 درجة بين مقطب و محلل محوراهما متعامدين تعمل البلورة على تدوير مستوي الاستقطاب الموازي ليصبح معامداً فيمر الضوء من المحلل، و عند وضع البلورة السابقة بين مسريين كهربائيين موصلين بتيار كهربائي و تطبيق حقل كهربائي عليها ترتيب الجزيئات لتأخذ شكل خطوط متوازية و عندها لا تبدي البلورة ظاهرة الفعالية الضوئية أي أن جهة الاستقطاب لا تتغير و بالتالي لا يمر الضوء من المحلل الشكل (4. 67).



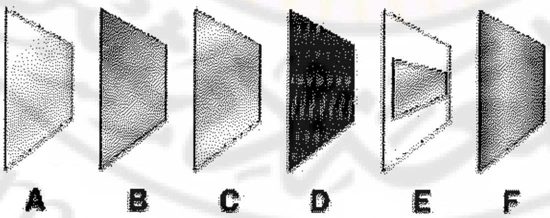
الشكل (4. 67): إعادة ترتيب جزيئات البلورات الخيطية الملتوية عند تطبيق حقل كهربائي لتأخذ شكل خطوط متوازية و هذا يفقد البلورة القدرة على تغير الاستقطاب و الضوء لن يمر من المحلل المتعامد مع المقطب.

يمكن للمرء ملاحظ تطبيقات الخلايا السائلة من خلال شاشة الساعات الرقمية حيث يكون كل رقم مكون من سبع خلايا شريطة من بلورات سائلة منفصلة عن بعضها توصل كل واحدة منها على حدى بتيار كهربائي عن طريق دارة متكاملة تقوم بتمرير التيار إلى الخلايا المناسبة لعرض الرقم المطلوب الشكل (4. 68).



الشكل (4. 68): شاشة رقمية مؤلف من بلورات سائلة على شكل وحدات شريطية.

و شاشات العرض الكبيرة المعروفة باسم شاشات الــ LCD و التي قد يصل طول حرفها إلى مايزيد عن 1.5 m فتتألف من سبع طبقات (الشكل (4. 69)) حيث تكون طبقة رقيقة من البلورات السائلة محاطة بطبقتين رقيقتين شفافتين مؤلفتين من مادة Indium -Tin Oxide و التي تعملان كموصل للتيار الكهربائي للخلايا يحيط بالطبقتين مقطب من جهة و محلل من جهة أخرى، توضع خلف المحلل طبقة حماية (غير ظاهرة بالشكل) و خلف المقطب لوحة لتشتيت للضوء لضمان توزيع منتظم لشدة الضوء على مساحة شاشة العرض والذي يتم تزويده من خلال مصابيح فلوريسنت موضوعة إما فوق الشاشة أو على جوانبها أو خلفها.



الشكل (4. 69): الطبيقات المؤلفة لشاشة عرض بلورة سائلة (ابيض - أسود)حيث A طبقة مشتتة للضوء، B مقطب، C و E الكترودين من مادة Indium - Tin Oxide، D بلورة سائلة، F محلل.

إن الضوء الذي يمر عبر طبقات شاشة البلورات السائلة LCD المختلفة مثـل طبقتا الالكترود وطبقة البلورات السائلة نفسها وغيرها من الطبقات سيعاني مـن امتصاص كبير قد يصل إلى % 50 و هذا ما يوجب استعمال مصابيح ذات سطوع عالي نسبياً، كما أن زاوية الرؤية تلعب دوراً كبيراً في وضح الصورة المشاهدة على عكس الشاشات الأخرى (كون العرض في شاشات البلورات السائلة يعتمد على الاستقطاب) و لرؤية صورة واضحة يجب النظر إلى الشاشة بشكل ناظمي تقريباً على سطحها.

يمكن تصنيف شاشات البلورات السائلة من ناحية العرض إلى ثلاثة أنواع:

أ- شاشة عرض البلورات السائلة ذات القاعدة المشتركة (Common - Plane - Based LCD): وهي تستخدم في الحالات التي تتطلب عرض مكرر للمعلومات مثل شاشات الساعات أو شاشات المثبتة على لوحة تحكم فرن الميكروويف (الشكل (4. 68)).

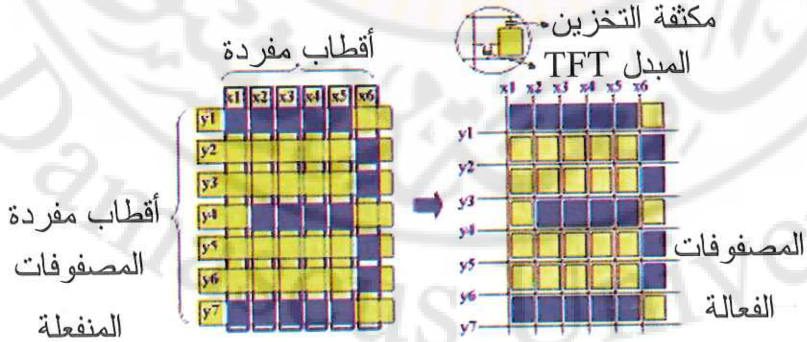
ب- نظام المفصوفات المنفعلة (Passive Matrix): يستخدم هذا النظام شبكة بسيطة لتزويد عناصر صورة محدد والتي تعرف بالبكسيلات (Pixels) بالشحنة الكهربية لتمثيل الصورة على الشاشة (الشكل (4. 70)). تتركب الشبكة من طبقتين من الزجاج تسميان بالقاعدتين، إحدى هاتين القاعدتين يحتوي على مجموعة من أعمدة و الأخرى تحتوي على مجموعة من الصفوف وكل من الأعمدة والصفوف هي عبارة عن مواد موصلة للكهرباء وفي الأغلب هي كما ذكر سابقاً من مادة أوكسيد الإنديوم تيتانيوم، يتم توصيل الأعمدة والصفوف بدارة متكاملة تتحكم في توقيت إرسال الشحنة الكهربية إلى عنوان محدد برقم الصف و رقم العامود أي إلى البيكسل المناسب الذي يجب أن تصل إليه الشحنة الكهربائية، تكون طبقة البلورات السائلة بين هاتين القاعدتين الزجاجيتين وتثبت طبقة الاستقطاب

خارج القاعدتين، و عندما يتم ارسال شحنة كهربية إلى البيكسل المناسب تعمل تلك البلورات السائلة على منع الضوء من المصدر الخلفي للشاشة عند ذلك البيكسل.



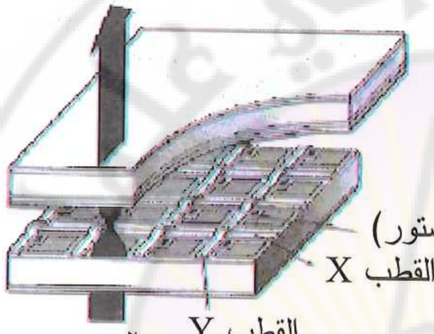
الشكل (4. 70): نموذجين لشاشات خلايا سائلة ذات نظام المصفوفات المنفعلة.

ت-نظام المفصوفات الفعال الـ Active Matrix: يتألف نظام العرض هنا من شريحة زجاجية رقيقة مرتب عليها مجموعة كبيرة من ترانزستورات (TFT) Thin Film Transistors و مكثفات متناهية في الدقة توجه إليها الشحنات الكهربائية من خلال دارات متكاملة تربطها ببعضها حيث تقوم المكثفات بالاحتفاظ بالشحنة لحين تفعيل دورة مسح أخرى، و بذلك تم تلافي أحد عيوب النظام السابق و هو بطء الاستجابة للحركة السريعة؛ ففي النظام السابق كانت تظهر خيالات لحركة المؤشر عند تحريكه بسرعة كبيرة على الشاشة، يظهر الشكل (4. 71) مقارنة بين النظامين.



الشكل (4. 71): مقارنة بين نظامي عرض المصفوفات الفعالة و المنفعلة.

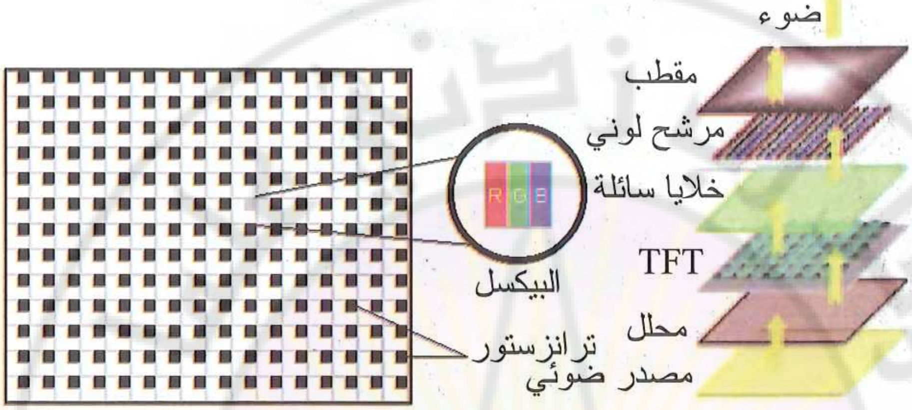
إن الضبط الدقيق لكمية الشحنة التي يجب ان تصل إلى كل مكثفة على حدى يؤدي إلى التحكم بزواية دوران البلورات السائلة المرتبطة بكل مكثفة مما يعمل على حجب الضوء بنسب متفاوتة حسب كميات الشحنة المرسلة لمكثفة كل بيكسل و هذا ما يمكن هذه الشاشات من عرض 256 درجة رمادية متفاوتة بين الأبيض و الأسود في حين أن النظام السابق لا يظهر مكونات الصورة إلا بلونين هما اللون الأبيض واللون الأسود (الشكل (4. 72)).



الشكل (4. 72): شاشة خلايا سائلة ذات نظام المصفوفات الفعالة (أبيض و أسود).

يمكن لشاشات هذا النظام أن تظهر صوراً ملونة من خلال استخدام ثلاثة طبقات مرشحة للألوان الأساسية وهي الأحمر والأخضر والأزرق (الشكل (4. 73))، و بالتحكم الدقيق بكمية الشحنة الواصل لكل بيكسل يمكن الحصول على 256 درجة مختلفة لكل لون، وبدمج كافة الدرجات لكل الألوان يمكن الحصول على 16.8 مليون لون مختلف (وهي عبارة عن حاصل ضرب 256 درجة للون الأحمر في 256 درجة للون الأخضر في 256 درجة للون الأزرق)، هذا العدد الضخم من الألوان يتطلب عدد هائل من الترانزستورات، فعلى سبيل المثال إن شاشة جهاز كمبيوتر محمول تدعم دقة عرض (Resolution) تصل إلى 1280 x 1600 تحتوي على عدد من الترانزستورات يساوي حاصل ضرب 1280 عموداً في 1600

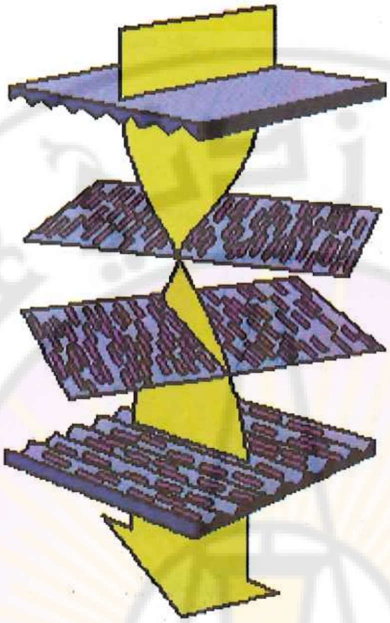
صف في 3 لكل لون وهذا يساوي إلى 5,670,000 ترانزستور على مساحة الشاشة و إن أي خلل يحدث لواحد من هذه الترانزستورات يظهر مباشرة على الشاشة على شكل نقطة معتمة ولهذا تخضع الشاشات من هذا النظام لفحص دقيق قبل استخدامها وتسويقها.



الشكل (4. 73): شاشة خلايا سائلة الملونة ذات نظام المصفوفات الفعالة.

إنه من المتوقع خلال السنوات القليلة القادمة أن تستبدل شاشات المدفع الالكتروني و الشاشات الأخرى التقليدية بشاشات البلورات السائلة LCD نظراً لخفة وزنها و سمكها الصغير وتدني استهلاكها للطاقة ووضوح صورتها و قلة ضررها لعين الأنسان ذلك لأنها لا تعتمد على توليد الأشعاع في العرض إنما فقط تتحكم بنسبة مرور الضوء من منبع خارجي، و لكن من جهة أخرى إن سبب ارتفاع ثمن شاشات البلورات السائلة التي ذات المساحة الكبيرة (و التي طول حرفها أكبر من 40 إنش (بوصة) أي متر تقريباً) يعود إلى صعوبة تصنيعها حيث أن الشركات المنتجة لتلك الشاشات تتلف % 50 منها لفشلها بعد عملية التصنيع ولذلك يتم تحميل ثمن التالف على ثمن السليم. لقد تم إجراء عدد من الأبحاث العلمية على تطوير البلورات السائلة نفسها لتحسين أداءها فظهرت البلورات السائلة الخيطية فائقة الإلتواء Super Twisted Nematics (STN)

وكـــذلك البلـــورات الـــسائلة الخيطيـــة الملتويـــة مزدوجـــة المـــسح Dual Scan Twisted Nematics (DSTN) المبينة فـــي الـــشكل (4. 74) وغيرها الكثير.



الشكل (4. 74): البلورات السائلة الخيطية مزدوجة المسح.

أسئلة عامة و مسائل

3. 1 تعطى مركبات الحقل الكهربائي للضوء المنتشر في قطعة زجاج كما يلي:

$$E_x = 0 \text{ و } E_y = 0 \text{ و } E_z = E_0 \sin\left[10^{15}\pi\left(t - \frac{d}{0.65c}\right)\right]$$

إذا علمت أن (t) مقدرة بالثانية و (d) مقدرة بالمتر أوجد:

أ - تواتر الضوء المنتشر و طول موجته.

ب - سرعة انتشار الضوء في الزجاج.

ج - قرينة انكسار الزجاج.

د - نوع استقطابية الضوء.

3. 2 هل يمكن أن يحدث استقطاب إذا ورد الضوء من وسط أكثر كسراً إلى وسط أقل كسراً.

3. 3 برهن أن محصلة تراكب موجتين متساويتين بالسعة مستقطبتين خطياً إحداهما عمودية على الأخرى هي موجة مستقطبة بشكل قطع ناقص.

3. 4 احسب قيمة زاوية الاستقطاب لوسط ما إذا كانت قرينة انكسار السطح 1.768.

3. 5 أوجد النسبة بين شدة الأشعة النافذة من جملة مقطب محلل الزاوية بين محوريهما هي °30 مقطبان متجاوران إذا ورد عليهما ضوء غير مستقطب.

3. 6 ماهو سمك لوح رقيق من الميكا إذا كَوَّنَ لوحاً ربع موجي للضوء الأصفر ذي الطول الموجي 589 nm مع العلم أن قرينتي الانكسار للشعاعين هما $n_0 = 1.60$ و $n_e = 1.611$.

7 .3 أوجد سمك لوح نصف موجي مصنوع من الكوارتز قرينتا انكساره عند طول موجة الصوديوم 589.3 nm هما $n_0 = 1.658$ و $n_e = 1.486$.

8 .3 قطع وجه بلورة من الكوارتز قرينتا انكسارها $n_0 = 1.544$ و $n_e = 1.553$ بشكلٍ عموديٍ على محورها الضوئي. ماهو سمك البلورة الذي يجعل مستوي الاستقطاب يدور بزاوية 90° لضوء مستقطب خطياً طول موجته 560 nm يرد على البلورة موازياً للمحور الضوئي للبلورة.

9 .3 أوجد زاوية دوران شعاع ضوئي مستقطب خطياً ورد على قطعة زجاج صخري خفيف طولها 10.5 cm خاضعة لحقل مغناطيسي شدته 0.6 T.

10 .3 ماهي زاوية دوران مستوي الاستقطاب لضوء مستقطب خطياً طول موجته 589.3 nm يرد أفقياً على أنبوب طوله 20 cm فيه محلول سكري ذو تركيز 20 % إذا علمت أن الدوران النوعي للسكر 53°.

11 .3 أوجد تركيز محلول دورانه النوعي 60° لكل ديسمتر يسبب عند تعبئته في مقياس استقطاب طول أنبوبته 25 cm دوراناً في مستوي استقطاب الضوء الوارد إليه بزاوية 10°.

12 .3 عين مقدار التغير في عرض خط طيفي لمنبع طول موجته 470 nm وضع ضمن حقل مغناطيسي شدته 2.52 T.

13 .3 احسب قيمة ثابت فردينت لسائل في أنبوب طوله 20 cm إذا أثر فيها حقل مغناطيسي قدره 0.820 T أدى إلى دوران مستوي الاستقطاب بزاوية 65.46°.

14 .3 غذية خلية كير الحاوية على سائل النيتروبنزن النقي جداً من منبع جهدٍ عالٍ يعطي فرق كمون قدره 20 kV فإذا كان طول كلٍ من لوحي الخلية 2.5 cm و المسافة بينهما 0.75 cm فأوجد:

أ – فرق الطور بين المركبتين الخارجتين من الخلية.

ب – سعة الضوء المستقطب استقطاباً مستوياً الوارد إلى الخلية علماً بأن الضوء المستعمل غير مستقطب و تم استقطابه باستعمال مقطب مستوٍ.

ج – سعة الضوء الخارج من المحلل.

د – شدة الضوء الخارج.

3. 15 ما الجهد المطبق على خلية كير المملوءة بسائل النتروتولوين و التي طول ألواحها 3 cm و البعد بينها 5 mm ليكون الضوء الخارج منها مستقطباً.

الفصل الخامس

(الضوء اللاخطي)

5. الضوء اللاخطي

5. 1 مقدمة

عادةً ماتعد العلاقة ما بين الحقل الكهربائي للضوء و الحقل الاستقطاب المتولد عنه لدى مروره في البلورات العازلة الشفافة علاقة خطية و لكن هذا ليس صحيحاً إلا من أجل حقول ضوئية ضعيفة و من بعض البلورات فقط، أما في الحالة العامة فالعلاقة ليست خطية مما يعني وجود مدروجات أخرى ينتج عنها ظواهر لاخطية سيتم التحدث عنها في هذا الفصل و خاصة كيفية توليد المدروجات المختلفة للضوء و كيفية مزج التواترات (Frequency Mixing).

5. 2 منشأ الظواهر اللاخطية

الظاهرة اللاخطية توجد في الضوء بين حقل الاستقطاب في بلورة وبين الحقل الكهربائي حيث تعطى العلاقة بينهما في الحالة العامة على الشكل:

$$P = (\chi E) + (a_1 \chi E^2) + (a_2 \chi E^3) + \ldots \qquad [1\ .5]$$

أو

$$P = \chi E\,(1 + a_1 E + a_2 E^2 + \ldots) \qquad [2\ .5]$$

حيث χ هي الطواعية الاستقطابية و a_1 هو ثابت قيمته تتناسب عكساً مع مربع الحقل الذي في البلورة. عندما لا يكون الحقل الكهربائي E للمنبع كبيراً (وهذه هي حالة المنابع العادية) بكتفي بالحد الأول من العلاقة [5. 1] أي عندها:

$$P = \chi E \qquad [3\ .5]$$

أما إذا كان الحقل شديدا جداً فعندها يجب أن يأخذ الحد الثاني بعين الاعتبار وتصبح العلاقة بين الحقلين لاخطية. يمكن تفسير اللاخطية بمعرفة منشأ الاستقطاب، فعند تطبيق حقل كهربائي على البلورة تنزاح مراكز ثقل الشحنات

الموجبة (النوى) عن مراكز ثقل الشحنات السالبة (الالكترونات) وذلك لأن الحقل الكهربائي حقل توجيهي إذ يوجه الشحنات الموجبة باتجاهه، والسالبة بعكس اتجاهه مما يؤدي إلى نشوء ثنائيات أقطاب و بأخذ فرق الكتلة بين النواة والالكترونات بعين الاعتبار يمكن اعتبار أن النواة تبقى ثابتة والالكترونات هي وحدها التي تهتز وإذا كان الاهتزاز ضعيفاً (لكون الحقل الكهربائي المطبق ضعيفاً) فإن العلاقة بين القوة والانتقال تكون خطية، أما إذا طبق حقل كهربائي قوي فإن الاهتزاز سيكون ذا سعة كبيرة و تكون العلاقة بين القوة و الانتقال لاخطية.

5. 3 توليد المدروج الثاني (SHG) في البلورات اللاخطية

استعمال ضوء الليزر الذي يعد من المنابع الضوئية ذات الحقول الكهربائية الشديدة (والذي تصل قيمة الحقل الكهربائي فية من أجل الليزر الياقوتي إلى 10^5 V/cm و عند تركيزها بواسطة عدسة يمكن أن تصل إلى 10^8 V/cm وهذه القيمة من مرتبة الحقول الذرية الموجودة في التركيب الذري للبلورة) يؤدي إلى جعل العلاقة بين الاستقطاب والحقل الكهربائي لاخطية من الشكل:

$$P = (\chi E) + (\chi a_1 E^2) \qquad [4\ .5]$$

حيث سيكتفى هنا بتأثير الحد اللاخطي الأول، فإذا كان الحقل الكهربائي من الشكل:

$$E = E_0 . \sin\omega t \qquad [5\ .5]$$

فإن العلاقة السابقة تصبح:

$$P = [\chi E_0 . (\sin \omega t)] + [(\chi a_1 . E^2_0/2) . (1 - 2 \cos 2\omega t)] \qquad [6\ .5]$$

الحد الأول $[\chi E_0 . (\sin \omega t)]$ يوافق توليد حزمة لها تواتر الضوء الوارد نفسه أي تواترها هو ω.

أما الحد الثاني [$(\chi\, a_1.\, E^2_0/2)\ (1-2\cos 2\omega t)$] فيوافق توليد حزمة تواترها ضعفا تواتر الضوء الوارد 2ω. وهكذا يشاهد على مخرج البلورة حزمتان الأولى تواترها يتوافق مع تواتر الموجة الواردة والثانية تواترها يساوي ضعف هذا التواتر 2ω تدعى الموجة الأخيرة بالمدروج الثاني، فعلى سبيل المثال إن تركيز حزمة من الليزر ذي الطول الموجي 1064 nm على بلورة من الكوارتز يؤدي إلى صدور ضوء شديد أخضر اللون هو المدروج الثاني ذي الطول الموجي 532 nm بالإضافة إلى الحزمة الأصية حيث أن النسبة بين شدتيهما تتعلق بنوع البلورة المختارة وبشدة الليزر المستخدم.

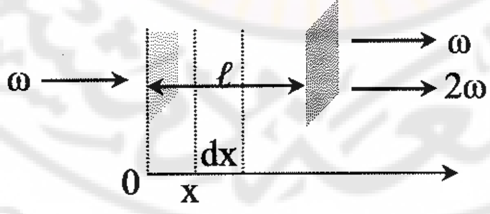
يعبّر عن الحقل الكهربائي للموجة الليزرية في نقطة داخل صفيحة متوازية الوجهين من الكوارتز سماكتها ℓ (كماهو موضح بالشكل (5. 1)) وعلى بعد χ من الوجه الذي دخلت منه بالعلاقة:

$$E_0 = \sin(\omega t - \varphi_1) \qquad [7 .5]$$

حيث:

$$\varphi_1 = k\,\chi = 2\pi\, n_1.\, \chi/\lambda = k_1.\, \chi \qquad [8 .5]$$

تمثل n_1 قرينة انكسار البلورة بالنسبة للضوء الليزري الداخل ذي طول الموجة λ وهو الحقل الذي يوافق الحد الخطي في عبارة الاستقطاب.



الشكل (5. 1): توليد المدروج الثاني.

أما الحقل الكهربائي للحد الثاني اللاخطي [$(a_1\,\chi\, E^2_0/2)(1-2\cos 2\omega t)$] فهو يتناسب مع [$\cos 2(\omega t - \varphi_1)$] و يمكن حسابه ابتداءاً من شريحة صغيرة جداً

من البلورة تولد في اللحظة t على وجه بروز الحزمة من الصفيحة حقلاً كهربائياً متناسباً مع $\cos[2\omega(t-t') - 2\varphi_1]d\chi$؛ حيث t' هو الزمن الذي قضته موجة المدروج الثاني ذات الطول الموجي $\lambda/2$ في قطع مسافة $(\ell-\chi)$ داخل البلورة أي أن:

$$t' = (\ell-\chi) / V_2 \qquad [9\ .5]$$

إن V_2 هي سرعة طور المدروج الثاني وتساوي إلى

$$V_2 = \nu\,\lambda/2 = 2\omega/k_2 \qquad [9\ .5]$$

حيث أن k_2 هو العدد الموجي للمدروج الثاني و يعطى بـــ:

$$k_2 = n_2\, k_{\lambda/2} = 2\pi n_2/(\lambda/2) \qquad [10\ .5]$$

وعندها:

$$t' = (\ell-\chi).\, k_2/2\omega \qquad [11\ .5]$$

تمثل n_2 في العلاقة [5. 10] قرينة انكسار البلورة بالنسبة للمدروج الثاني.

إذا فالحقل الكهربائي المتولد من هذا المدروج على مخرج البلورة يتناسب مع:

$$\sim \cos[(2\omega t) - (k_2\,\ell) + (k_2 - 2k_1)\chi]\, d\chi \qquad [12\ .5]$$

وكامل الحقل يتناسب مع تكامل هذه العبارة:

$$\sim \int_0^{\ell} \cos[(2\omega t) - (k_2\,\ell) + (k_2 - 2k_1)\chi]\, d\chi =$$

$$= [2/(k_2 - 2k_1)].\sin([(k_2/2) - k_1]\ell).\cos(2\omega t - [(k_2/2)+k_1]\ell) \qquad [13\ .5]$$

ومنه فشدة الحقل الكهربائي للمدروج الثاني على مخرج البلورة يتناسب مع:

$$I \sim \left[\ell\,\frac{\sin\left(\left(\frac{k_2}{2} - k_1\right)\ell\right)}{\left(\frac{k_2}{2} - k_1\right)\ell}\right]^2 \qquad [14\ .5]$$

وبما أن $k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega n_1/c$ و $k_2 = 4\pi n_2/\lambda = \omega n_2/c$ إذا فالشدة تتناسب مع:

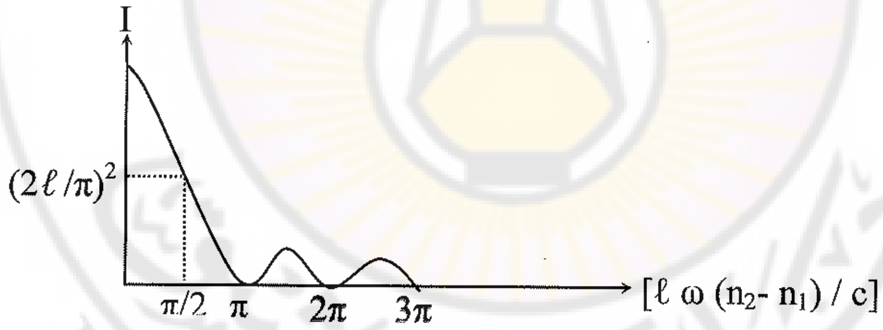
$$I \sim \left[\ell \frac{\sin\left(\frac{\ell\omega}{c}(n_2 - n_1)\right)}{\frac{\ell\omega}{c}(n_2 - n_1)} \right]^2 \qquad [15\ .5]$$

حيث c سرعة انتشار الضوء في الخلاء.

والعبارة الناتجة من الشكل:

$$I = [\ \ell.\ (\sin x)/x]^2 = \ell^2\ [\ \mathrm{sinc}^2(x)] \qquad [16\ .5]$$

و هي تبين أنه إذا كانت قرينة انكسار البلورة بالنسبة للضوء الوارد n_1 مختلفة عن قرينة انكسارها بالنسبة للمدروج الثاني n_2 ذي طول الموجة $(\lambda/2)$ فإن شدة الحقل الكهربائي I لهذا المدروج تتناقص (أي يوجد التشتت) و ذلك موضح في الشكل (5. 2) الذي يظهر شدة موجة المدروج الثاني كتابع لـــ $(n_2 - n_1)$.



الشكل (5. 2): شدة موجة المدروج الثاني.

من أجل $\ell\ \omega\ (n_2 - n_1)/c = \pi/2$ يكون $I \sim (2\ell/\pi)^2$ وعندها تكون سماكة الصفيحة من أجل هذه القيمة مساوية لـــ:

$$\ell = \lambda\ /\ [4(n_2 - n_1)] \qquad [17\ .5]$$

حيث تدعى ℓ في هذه الحالة بطول الترابط ومن أجل أصغر قيم معروفة للفرق $(n_2 - n_1)$ يكون طول الترابط ℓ أكبر بـــ 20 مرة على الأكثر من طول موجة الضوء المستخدم λ وبالتالي فللحصول على المدروج الثاني ينبغي استخدام بلورة سمكها عدة ميكرونات فقط و هذا صعب التحقيق و لايمثل حلاً عملياً.

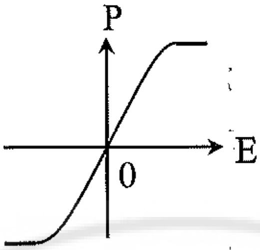
5. 4 كيفية زيادة شدة المدروج الثاني

لزيادة شدة المدروج الثاني يجب أن يكون $(n_1 = n_2)$ وعندها الشدة I_2 تتناسب مع مربع سماكة البلورة. الشرط السابق محقق في بعض المواد مثل (KDP) حيث أن قرينة انكسار الشعاع العادي للموجة الأصلية ذي التواتر ω يساوي قرينة انكسار الشعاع الاستثنائي لضعف هذا التواتر 2ω أي المدروج الثاني للموجة الأصلية من أجل زاوية الورود θ مع المحور الضوئي (الشكل (5. 3)).



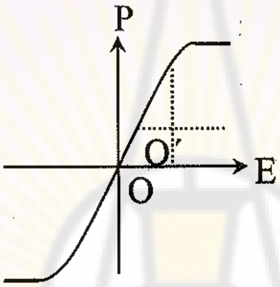
الشكل (5. 3): يميناً: سطوح قرائن الانكسار تتقاطع عندما يصنع اتجاه الانتشار زاوية θ مع المحور المحور البصري للبلورة، يساراً: سطوح قرائن الانكسار لاتتقاطع مع بعضها.

تدل التجارب على أن إمكانية توليد المدروج الثاني تتعلق أيضا بخواص التناظر في البلورة ويكون الثابت a_1 معدوما أيضا في البلورات التي تتمتع بمركز انعكاس فينحني الاستقطاب بتابعية الحقل الكهربائي كما في الشكل (5. 4) الذي يبين أن الاستقطاب يغير اتجاهه عندما يغير الحقل الكهربائي اتجاهه لذلك فإن العلاقة التي تربطهما لا يمكن أن تحوي على حدود زوجية. إذاً البلورات التي ينعدم فيها المركز الانعكاسي هي الوحيدة التي يمكن أن يتولد فيها المدروج الثاني.



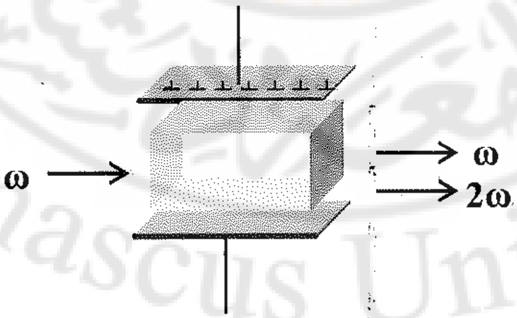
الشكل (5. 4): تابعية الاستقطاب للحقل الكهربائي.

و من جهة أخرى يمكن توليد المدروج الثاني في البلورات ذات المركز الانعكاسي بتعريضها لحقل كهربائي خارجي قوي عمودي على اتجاه الشعاع الضوئي الوراد إليها يقوم بنقل المبدأ O إلى O (الشكل (5. 5)).



الشكل (5. 5): تابعية الاستقطاب للحقل الكهربائي.

وعندها ستحوي العلاقة بين الاستقطاب والحقل إلكهربائي للضوء حدوداً زوجية و يتكون المدروج الثاني بحيث تكون شدة متناسبةً مع مربع الحقل المطبق (الشكل (5. 6)).



الشكل (5. 6): توليد المدروج الثاني في في البلورات ذات المركز الانعكاسي.

5 .5 مزج التواترات (Frequency Mixing)

إذاً من أجل ورود الضوء على بلورة المدروج الثاني بزاوية معينة θ_m يتقاطع أهليلجي قرينتي الانكسار العادية للمدروج الأول و الاستثنائية للمدروج الثاني أي يتحقق الشرط:

$$n_{o1} = n_{e2} \qquad [18\ .5]$$

أو بمعنى اخر:

$$n_0(\omega) = n_e(2\omega) \text{ أو } n_0(\lambda) = n_e(\lambda/2). \qquad [19\ .5]$$

تسمى الزاوية θ_m بزاوية تساوي الأطوار أو قرائن الانكسار (Phas-maching أو Index maching) وهي الزاوية التي يجب أن تصنعها البلورة مع شعاع الضوء الوارد حتى تكون شدة تركيز المدروج الثاني لموجة الضوء الوارد أكبر ما يمكن.

يمكن التعبير عن الحالة السابقة (حالة توليد المدروج الثاني) كما يلي:

$$\omega + \omega = 2\omega \text{ أو } k + k = 2k \qquad [20\ .5]$$

أي أنه يمكن اعتبار أن هناك موجتين ضوئيتين تعبران البلورة توصفان بالتابعين الموجيين k_1 و k_2 محصلتهما هي موجة ثالثة توصف بالتابع الموجي k_3 أي:

$$k_1 + k_2 = k_3 \qquad [21\ .5]$$

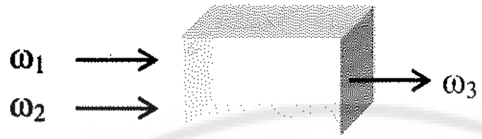
حيث في الحالة الخاصة (حالة المدروج الثاني):

$$k_1 = k_2 = k_3/2 \qquad [22\ .5]$$

بمعنى آخر إذا عبر فوتونان ذي التواترين ω_1 و ω_2 بلورة لاخطية فإن المحصلة ستكون فوتون ثالث بتواتر ω_3 (الشكل (5. 7)) ويمكن التعبير عن ذلك بالعبارة

التالية:

$$\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3 \qquad [23 .5]$$



الشكل (5. 7): جمع التواترات.

إذاً باستعمال البلورات اللاخطية يمكن الحصول من موجتين على موجة ثالثة من أجل زاوية θ_m بشرط أن يكون:

$$k_1^0(\theta_m) + k_2^e(\theta_m) = k_3^e(\theta_m) \qquad [24 .5]$$

أو يمكن إيجاد زاوية أخرى θ'_m بحيث يتحقق:

$$k_1^e(\theta'_m) + k_2^o(\theta'_m) = k_3^o(\theta'_m) \qquad [25 .5]$$

بشكل عام هناك نوعان من اتفاق الطور من أجل كل بلورة: الأول يسمى بجمع التواترات الموجبة المنخفضة لنفس الاستقطاب و هو محقق في البلورات السالبة عندما:

$$k_1^o + k_2^o = k_3^e \qquad [26 .5]$$

و في البلورات الموجبة عندما:

$$k_1^e + k_2^e = k_3^o \qquad [27 .5]$$

والثاني يسمى بجمع التواترات الموجبة المنخفضة لاستقطابين مختلفين و يكون محققاً في البلورات السالبة عندما:

$$k_1^o + k_2^e = k_3^e \qquad [28 .5]$$

و في البلورات الموجبة عندما:

$$k_1^e + k_2^o = k_3^o \qquad [29 .5]$$

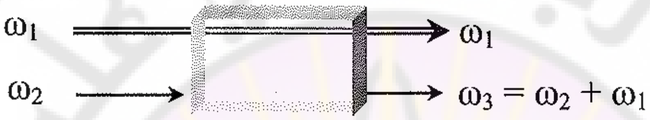
و عند عبور موجتين مختلفتين بالتواتر لوسط لاخطي بحيث يتحقق أحد شروط الاتفاق بالطور السابقة تنتج أحد الحالات التالية (على فرض أن ω_1 هو تواتر

الموجة ذات الشدة القوية و التي تسمى موجة الضخ و ω_2 هو تواتر الموجة الأخرى ذات استطاعة ضعيفة و التي تسمى موجة الإشارة):

1) الموجة القوية تمر أما الضعيفة فتتحول إلى ω_3 (الشكل (5. 8)) بحيث يكون:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \text{ أو } \omega_3 - \omega_1 = \omega_2 \qquad [5. 30]$$

أي يحدث ازدياد في التواتر أي انقلاب بارامتري إلى الأعلى.

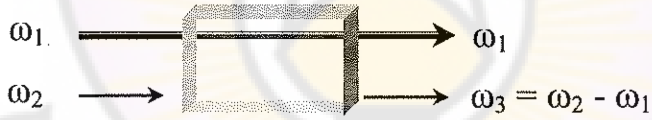


الشكل (5. 8): انقلاب بارامتري إلى الأعلى في بعض البلورات اللاخطية.

2) الموجة القوية تمر والضعيفة تحول إلى ω_1 و ω_3 (الشكل (5. 9)) بحيث:

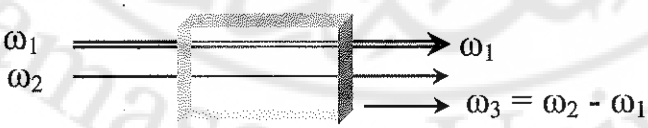
$$\omega_3 = \omega_2 - \omega_1 \qquad [5. 31]$$

وتسمى العملية بانقلاب البارامتري إلى الأسفل.



الشكل (5. 9): انقلاب بارامتري إلى الأسفل في بعض البلورات اللاخطية.

3) الموجة القوية موجة الضخ ω_2 تمر و ω_1 تتضخم وتظهر ω_3 على المخرج بنفس سعة ω_1 تسمى ω_3 بالموجة الثانوية (الشكل (5. 10)).

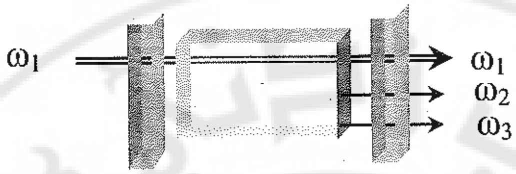


الشكل (5. 10): موجة الضخ و الإشارة و الموجه الثانوية في بعض البلورات اللاخطية.

5. 6 الهزاز الضوئي البارامتري

(Optical Parametric Oscillator)

يمكن تضخيم إشارة في الحالة الثالثة بواسطة تغذية عكسية باستعمال مرايا كما في الليزر الشكل (5. 11).



الشكل (5. 11): الهزاز البارمتري الضوئي.

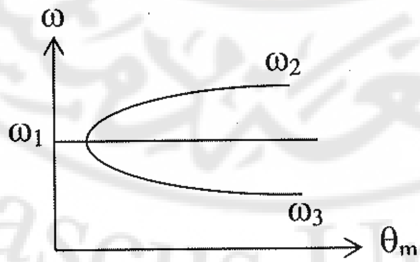
ولكن في حالة الهزاز لا توضع أي إشارة إنما الإشارة تتطور من الضجيج الناتج في البلورة عن مرور ω_1 أي أن:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \qquad [5.\ 32]$$

و يكون تطابق الأطوار محققاً أي أن:

$$k_1 = k_2 + k_3 \qquad [5.\ 33]$$

يمكن للهزاز البارمتري أن يولد أطوالاً موجية على مدى واسع من الطيف وذلك بالتحكم بشرط تتطابق الأطوار الذي يتغير إما بتغير زاوية البلورة بالنسبة للمجاوب أي تغيير θ_m والموضح بالشكل (5. 12) أو بتغير درجة حرارة البلورة والتي بدورها تغير من قيمه قرينة الانكسار.

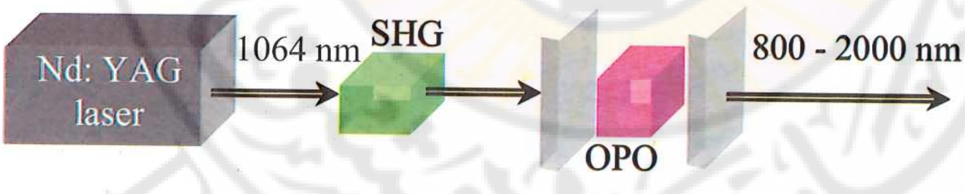


الشكل (5. 12): تواترات الهزاز البارامتري الضوئي كتابع لتغير زاوية تطابق الأطوار.

لتوليد الأطوال الموجية الجديدة يجب الضخ بقوة بحيث تتجاوز كمية الضخ كمية الخسارة الضوئية ضمن المجاوب أي تتجاوز عتبة معينة تسمى بعتبة الضخ الدنيا، تتحدد قيمتها عند تحقق الشرط:

$$.\omega_2 = \omega_3 = \omega_1/2 \qquad [34\ .5]$$

و هكذا كما يوضح الشكل (5. 13) فإنه بالإمكان باستعمال بلورات لا خطية مختلفة توليد أطوال موجية وحيدة اللون (التواتر) أقصر أو أطول من منبعها الضوئي دون الحاجة إلى استبدال المنبع الضوئي للحصول على تلك الأطوال، و أحياناً توليد أطوال موجية صعبة التوليد من منابع ضوئية عادية، مما يجعل هذه المنابع (المعتمدة على البلورات اللاخطية) مفيدةً جداً لتطبيقات كثيرة حيث توفر قاعدة واسعة من الأطول الموجية من منبع واحد دون الحاجة إلى شراء منابع أخرى؛ فهي إذا توفر في التكلفة وفي الوقت و في الجهد حيث أن رصف البلورات اللاخطية سهل نسبياً بالمقارنة مع استبدال المنبع الضوئي و الذي قد يعني تغيراً كاملاً أو جزئياً في رصف (ترتيب) القطع الضوئية للتطبيق أو التجربة، كما أن حجم هذه البلورات صغير مقارنة مع المنابع الضوئية مما يوفر في مساحة منطقة العمل.



الشكل (5. 13): الترتيب الكامل لتوليف طول موجة الليزر باستعمال البلورات اللاخطية SHG و OPO.

أهم البلورات المستعملة كـجهاز ضوئي بارامتري (OPO) هي بلورة فوسفات الكالسيوم الأحادي (KH_2PO_4) المعروفة بـلورة الـ KDP وبلورة فوسفات

تيتان البوتاسيوم ($KTiOPO_4$) والمعروفة بــلورة الــ KTP وبلــورة ليثيــوم ثلاثي البور (B_3LiO_5) والمعروفة بــلورة الــ LBO وبلــورة بتــا بــورات الباريوم (β-BaB_2O_4) والمعروفة بــلورة الــ BBO. في حال عــدم تحقيــق البلورات الضوئية اللاخطية لتطابق الأطوار عند أي زاوية عندها يمكن تطبيــق شبة تطابق الأطوار و الذي يسمى بـــ quasi-phase-matching (QPM). ويتم إنجاز ذلك بإحداث تغيير دوري في الخصائص الضوئية اللاخطية للبلــورة عن طريق تقطيبها دورياً . يمكن أن توليد أطوال موجية من 700 nm إلى 5000 nm من بلورة الليثيوم نيوبات دورية التقطيب و المعروفة بـــ PPLN مــن أجل دورية مناسبة. هذة البلورة تضخ عادةً بليــزر النيوديميــوم 1064 nm أو مدروجه الثاني 532 nm (الشكل (5. 13)).

أسئلة عامة و مسائل

1 .5 بين أن شدة المدروج الثاني و الناتج عن تحـول المـدروج الأول أثنـاء انتشاره مسافة L ضمن بلورة لاخطية تعطى بالعلاقة التالية (باعتبـار أن k_1 و k_2 هما العددان الموجيان للمدروجين الأساسي و الأول):

$$I \sim \left[\frac{\sin\left(\left(k_1 - {k_2}/{2}\right)L\right)}{\left(k_1 - {k_2}/{2}\right)L} \right]^2$$

أوجد من القانون السابق طول بلورة الـ KDP اللازمة لتوليد مـدروج ثانٍ أعظمي (400 nm) للطول الموجي 800 nm على فرض أن شـرط تناغم الأطوار غير محقق و أن قرينة الانكسار للمدروج الأساسـي هـي 1.5019 و للمدروج الثاني هي 1.4802 ثم فسر كيـف يمكـن لتنـاغم الأطوار أن يزيد من كفاءة التحويل.

2 .5 شعاعان شديدان من الليزر طولاهما الموجيان 500 nm و 750 nm مـا هي العمليات اللاخطية التي يمكن أن تستعمل لتوليد:

أ– ليزر طول موجته 300 nm. ب– ليزر طول موجته 1.5 µm.

كيف يمكن جعل إحدى العمليات اللاخطية تسود دون الأخرى.

الفصل السادس

(ضوئيات فورييه والهلوغرافيا)

6. ضوئيات فورييه والهلوغرافيا

6. 1 مقدمة

إن تطبيقات تحويلات فورييه و بعض التوابع الرياضية الأخرى في الضوئيات كثيرة ومهمة لذلك سيصار في هذا الفصل إلى عرض موجز مختصر عن هذه التحويلات و التوابع كتابع ديراك و الالتفاف و الارتباط و الارتباط الذاتي و المفهوم الفيزيائي لها كما سيتم التعرف بشكل موجز على أهم تطبيقات ضوئيات فورييه ألا و هي الهولوغرافيا و بعض استخدامتها في الحياة العملية.

6. 2 مفهوم ضوئيات فورييه

تقوم ضوئيات فورييه على تحويلات فورييه التي هي طرق رياضية تستعمل لـ:

- إيجاد صورة نقطية لتابع ما في فضاء آخر كما في الانعراج أو في المستوي المحرقي لعدسة.
- تغير متحول، أي الانتقال من دراسة تابع بدلالة متحول، كالزمن مثلاً، إلى دراسته بدلالة متحول آخر، كالتواتر أو المكان ...إلخ، و ذلك للحصول على معلومات جديدة، فمثلاً يمكن معرفة عدد الأمواج المؤلف لموجة دورية ما من عدد التواترات الذي يمكن معرفته من خلال تابع تحويل فورييه لتلك الموجة و هذة المعلومة لايمكن الحول عليها من معادلة الجيبية المعروفة للحقل الكهربائي للموجة المذكورة في الفصول السابقة.

يعد تحويل فورييه أداة رياضية مهمة لدراسة الظواهر الفيزيائية الخطية واللاخطية والدارات الالكترونية وأنظمة الاتصالات والتصوير الثلاثي الأبعاد (الهولوغرافيا) ومعالجة المعلومات .

تحويل فورييه لتابع ما $g(x)$ متحوله x هو التابع $G(f_x)$ متحوله f_x (عدد حقيقي أو عقدي وهو يمثل التواتر) بحيث:

$$FT[g(x)] = G(f_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) e^{-2\pi i x f_x} dx \qquad [1 .6]$$

أما تحويل فورييه لمتحولين فيعطى:

$$FT[g(x,y)] = G(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x,y) e^{-2\pi i (x f_x + y f_y)} dxdy \qquad [2 .6]$$

6. 2. 1 خواص تحويلات فورييه

A. الخاصة الخطية:

إذا كان $g(x,y)$ و $h(x,y)$ تابعين و كان (β,α) أعداداً حقيقية فإن:

$$TF[\alpha\, g(x,y) + \beta\, h(x,y)] = \alpha\, TF[g(x,y)] + \beta\, TF[h(x,y)] \qquad [3 .6]$$

B. تغير المتحول:

إذا كان: $FT[g(x,y)] = G(f_x, f_y)$ و كان (a, b) أعداداً حقيقية فإن:

$$FT[g(a\,x, b\,y)] = \frac{1}{|ab|} G\left(\frac{f_x}{a}, \frac{f_y}{b}\right) \qquad [4 .6]$$

أي إن تمدداً في الموضع يؤدي إلى انضغاط في طيف التواترات $(f_x\ ,\ f_y)$ ونقصان سعتها بمقدار: $\frac{1}{|ab|}$

C. الانسحاب:

إذا كان: $FT[g(x,y)] = G(f_x, f_y)$ و كان (a, b) أعداد حقيقية فإن:

$$FT[g(x-a\,,\,y-b)] = G(f_x, f_y)\, e^{-2\pi i (af_x + bf_y)} \qquad [5 .6]$$

إي الانسحاب الخطي في فضاء الموضع يؤدي إلى تغير خطي في فضاء التواترات.

D. الاشتقاق بالنسبة للمتحول (x):

إذا كان $FT[g(x)] = G(f_x)$ فإن:

$$FT[g'(x)] = 2\pi i f_x G(f_x) \qquad [6.6]$$

أي أن الاشتقاق في ساحة الأبعاد يؤدي إلى تغير بالطور قدره $\pi/2$ وفي السعة (سعة الطيف) بالمقدار $2\pi i f_x$ ويمكن تعميم الاشتقاق ليصبح:

$$FT[g'^{n}(x)] = (2\pi i f_x)^n G(f_x) \qquad [7.6]$$

E. الاشتقاق بالنسبة لمتحول f_x:

إذا كان $FT[g(x)] = G(f_x)$ فإن:

$$G'(f_x) = -2\pi i\, FT[x\, g(x)] \qquad [8.6]$$

ويمكن تعميم هذه النتيجة على النحو التالي:

$$G'^{n}(f_x) = (-2\pi i)^n\, FT[x^n\, g(x)] \qquad [9.6]$$

F. نظرية بارستال:

إذا كان $FT[g(x,y)] = G(f_x, f_y)$ فإن:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} |g(x,y)|^2\, dx\, dy = \iint_{-\infty}^{\infty} |G(f_x, f_y)|^2\, df_x\, df_y \qquad [10.6]$$

G. خواص المرافق العقدي:

إذا كان $g(x)$ تابعاً حقيقياً وكان تحويل فورييه له هو $G(f_x)$ فإن مرافقه $g^*(x)$ يحقق الخواص التالية:

$$g(x) = g^*(x)$$
$$G^*(-f_x) = G(f_x) \qquad [11.6]$$
$$G^*(f_x) = G(-f_x)$$

H. إذا كان $g(x)$ تابعاً حقيقياً زوجياً فإن:

$$g(x) = g^*(x) = g^*(-x) \qquad [12.6]$$

$$G(f_x) = G^*(-f_x) = G^*(f_x) \qquad [13\ .6]$$

I. إذا كان $g(x)$ تَابعاً حقيقياً فردياً فإن:

$$g(x) = -g(-x) = g^*(x) \qquad [14\ .6]$$

$$G(f_x) = -G^*(f_x) = G^*(-f_x) \qquad [15\ .6]$$

6. 2. 2 تحويل فورييه العكسي

تحويل فورييه العكسي لتابع $G(F_x)$ هو تـــابع للمتحـــول x أي $g(x)$ المعـــرف بالعلاقة:

$$FT^{-1}[G(f_x)] = g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(f_x) e^{2\pi i x f_x} df_x \qquad [16\ .6]$$

أما إذا كان التابع G تابعاً لمتحولين $(f_x\ ,\ f_y)$ فإن العلاقة السابقة تكتب بالـــشكل :[17 .6]

$$FT^{-1}[G(f_x, f_y)] = g(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} G(f_x, f_y) e^{2\pi i (x f_x + y f_y)} df_x df_y$$

إن تابعي فورييه المباشر والعكسي هما عمليتان رياضيتان متعاكـــستان تمامـــاً، لهما الصيغة الرياضية نفسها و لكن لا يختلفان إلا بإشارة (-) الموجودة في الحد الأسي بحيث ينقل تابع فورييه المباشر التابع من فضاء الأبعاد أو الـــزمن إلـــى فضاء التواترات بينما يعيد تابع فورييه العكسي الطيف التابع للتواترات ليكـــون طيفاً تابعاً للموضع أو الزمن من جديد ويمكن كتابته:

$$FT.FT^{-1}[g(x,y)] = FT^{-1}.FT\ [g(x,y)] = g(x,y) \qquad [18\ .6]$$

6. 3 تابع ديراك

تمثل عادةً نبضة كبيرة من الطاقة ذات عرض صغير جداً بتابع ديـــراك $\delta(x)$ و الذي يمكن التعبير عنه بعدة صيغ رياضية منها:

$$\delta(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{+2\pi i x f_x} df_x$$

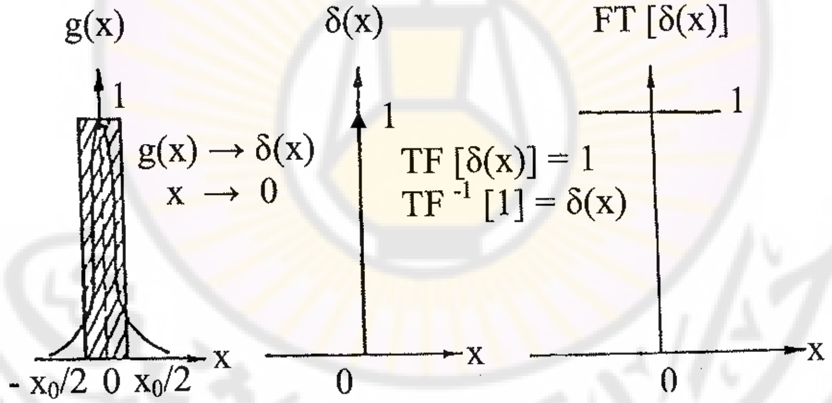
$$\delta(x) = \lim_{x \to \infty} \frac{\sin kx}{kx} \qquad [19 .6]$$

$$\delta(x) = \lim_{x \to \infty} N^2 e^{-N^2 \pi x^2}$$

بحيث تكون قيم هذا التابع معدومة في جميع النقاط ماعدا في نقطة البدء $x = 0$ والتي تكون قيمتة لا نهائية فيها أي:

$$\delta(x) = \begin{cases} 0 & x \neq 0 \\ \infty & x = 0 \end{cases} \qquad [20 .6]$$

يمكن تشبيه التابع بمنبع نقطي شدته العظمى لا نهائية وهي معدومة في جميع نقاط الفراغ الأخرى و يمكن أن يعد أيضاً كخطٍ طيفي وحيد اللون تماماً يمثل بسهم في مبدأ الإحداثيات (الشكل (6. 1)) وتعطى قيمة المستنظمة بـ (1) .



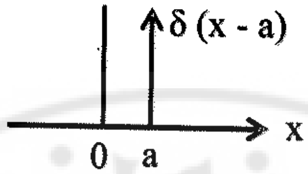
الشكل (6. 1): تابع ديراك لتابع ما و تابع فورييه لتابع ديراك.

أما تحويل فورييه له فهو يساوي الواحد حيث:

$$FT[\delta(x)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) e^{-2\pi i x f_x} dx = 1 \qquad [21 .6]$$

في حالة وجود انزياح في المركز كما في الشكل (6. 2) فتصبح المعادلات:

$$\delta(x - a) = \begin{cases} 0 & x \neq a \\ \infty & x = a \end{cases} \qquad [22 .6]$$



الشكل (6. 2): انسحاب تابع ديراك.

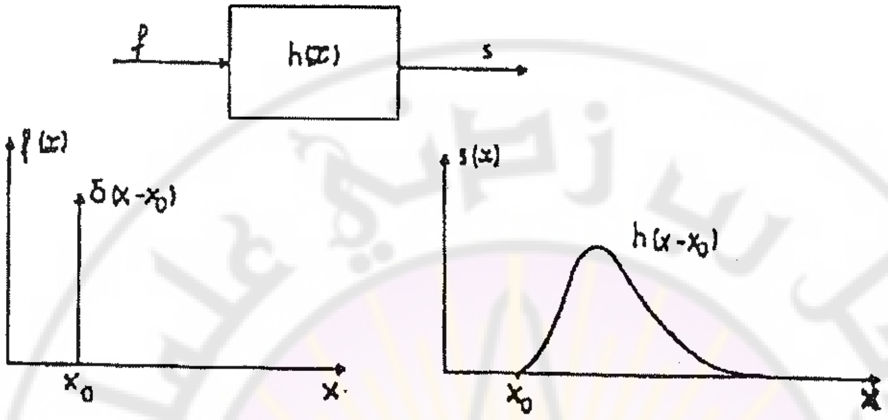
و يصبح تحويل فورييه له هو كما هو مبين في العبارة التالية [6. 23]:

$$TF[\delta(x - a)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - a)\, e^{-2\pi i\, x\, f_x}\, dx = e^{-2\pi i\, a\, f_x} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)\, e^{-2\pi i\, x\, f_x}\, dx = e^{-2\pi i\, a\, f_x}$$

6. 4 الالتفاف Convolution

إن مرور حزمة ضوئية في جهاز ضوئي يؤدي في بعض الأحيان إلى تشوه في شكل الحزمة فمثلاً خيال نقطة صغيرة قد لا يكون بالضرورة نقطة صغيرة إنما قد يحصل انعراج لها، أيضاً مرور طيف في جهاز ضوئي قد يؤدي إلى تعريضه و ربما تراكبه مع طيف آخر قريب جداً منه فيبدوان كطيف واحد و هذا بدورة يعطي معلومات خاطئة أو غير مكتملة عن الظواهر المدروسة. فبسبب هذه ظاهرة (ظاهرة تعريض الأطياف) لا يمكن لأجهزة التداخل كمداخل مايكلسون أو مداخل فابيري بيرو مثلاً أن تعطي خطأً تداخلياً لا متناهياً في الصغر إنما تعطي منحنياً طيفياً ضيقاً و عريضاً. إن إضافة مساهمة الأجهزة إلى الإشارة الأصلية يسمى بتابع الالتفاف فإذا كان تابع إشارة الدخل (الحقل الكهربائي للضوء مثلاً) الوارد إلى الجملة الضوئية هو $f(x)$ و مساهمة الجملة (المنظومة) هي $h(x)$ فإن الخرج $s(x)$ ما هو إلا حل لمعادلة الالتفاف بين التابعين $f(x)$ و $h(x)$ و تكون أكبر أو أعرض من إشارة الدخل فمثلاً عند ورود إشارة نبضية ممثلة بتابع ديراك $\delta(x)$ على جمل تملك مساهمة قدرها $h(x)$ فإن

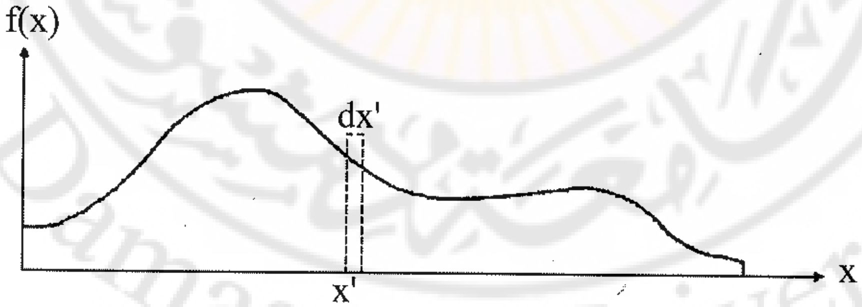
قيمة إشارة الخرج هو h(x) أيضاً (أي استجابة الجملة للنبضة) و هي أعــرض من إشارة الدخل (الشكل (6. 3))، و في حالة حساب الاستجابة الجهاز عند $x_0 \neq 0$ يكون تابع ديراك مساوياً لـــ $\delta(x-x_0)$ و الاستجابة هي $h(x-x_0)$.



الشكل (6. 3): الإشارة قبل و بعد عبور الجهاز.

6. 4. 1 معادلة الالتفاف

يمكن تقسيم إشارة الدخول f(x) إلى شرائح لا متناهية في الصغر عــرض كــل منها dx' (الشكل (6. 4)) فتكون الأشارة المتولدة عن إحدى هذه الشرائح عنــد نقطة ما x' بعد إضافة استجابة الجهاز (و التي تساوي كما ذكر ســابقاً تــساوي إلى h (x- x') هي:



الشكل (6. 4): تقسيم الإشارة إلى مناطق متساوية البعد و إضافة مساهمة لجهاز لكل منطقة.

$$d\,(s(x)) = f(x')\,h(x - x')dx' \qquad [24\ .6]$$

و تعطى الإشارة على كامل المنحني بـــ:

$$s(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x')\,h(x - x')\,dx' \qquad [25\ .6]$$

حيث 'x متحول التكامل، و هذة المعادلة هي معادلة الالتفـــاف وتكتـــب بـــشكل رمزي كمايلي:

$$s(x) = f(x) \oplus h(x) \qquad [26\ .6]$$

إذاً يمكن كتابة التفاف تابعين:

$$f_1(x) \oplus f_2(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x')\,f_2(x - x')\,dx' \qquad [27\ .6]$$

إن عمليه الالتفاف تبديلية وتوزيعية وتجميعية [6. 28]:

$$f_1(x) \oplus [f_2(x) \oplus f_3(x)] = [f_1(x) \oplus f_2(x)] \oplus f_3(x)$$
$$= f_1(x) \oplus f_3(x) \oplus f_2(x)$$
$$f_1(x) \oplus [f_2(x) + f_3(x)] = f_1(x) \oplus f_2(x) + f_1(x) \oplus f_3(x)$$

6. 4. 2 الالتفاف وتحويل فورييه (نظرية بلانشيريل)

إن تحويل فورييه لتابع الالتفاف هو:

$$FT\,[g_1(x) \oplus g_2(x)] = G_1(x).G_2(x)$$
$$FT^{-1}\,[G_1(f_x).G_2(f_x)] = g_1(x) \oplus g_2(x) \qquad [29\ .6]$$

حيث:

$$G_2(x) = FT\,[g_2(x)] \text{ و } G_1(x) = FT\,[g_1(x)] \qquad [30\ .6]$$

بمعنى أن تحويل فورييه يحول عملية التفاف تابعين إلى عملية جداء طيفيهما كما أنه يمكن أن يحول جداء الطيفين إلى عملية التفاف.

6. 4. 3 الالتفاف وتابع ديراك

إن تابع دبراك هو العنصر الحيادي في عملية الألتفاف أي:

$$g(x) \oplus \delta(x) = g(x) \qquad [31 .6]$$

وذلك لأن:

$$FT[g(x - x_0)] = e^{-2\pi i x_0 f_x} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)\, e^{-2\pi i x f_x} dx = e^{-2\pi i a f_x} \qquad [32 .6]$$

ولكن الحد الثاني هو: $FT[g(x)]$ أي أن:

$$FT[g(x - x_0)] = FT[\delta(x - x_0)]\, FT[g(x)] \qquad [33 .6]$$

ويأخذ التحويل العكسي بالاستفادة من نظرية بلانشيريل:

$$\begin{aligned} FT^{-1} FT[g(x - x_0)] &= FT^{-1}\{FT[\delta(x - x_0)]\, FT[g(x)]\} \\ g(x - x_0) &= \delta(x - x_0) \oplus g(x) \end{aligned} \qquad [34 .6]$$

وبأخذ $x_0 = 0$ يكون:

$$g(x) = g(x) \oplus \delta(x) \qquad [35 .6]$$

6. 4. 4 عكس الالتفاف (التفريق)

لتكن f(x) هي إشارة الدخل و h(x) هي الاستجابة و s(x) هي إشارة الخرج يمكن أن يطرح سؤالان عن تعاكس عملية الالتفاف الأول هو هل يمكن حساب تابع الاستجابة h بمعرفة تابع إشارة الدخل والخرج لنظام مجهول و الثاني إذا عرفت الاستجابة النبضية وإشارة الخرج لنظام ما فهل يمكن معرفة إشارة الدخل؛ هاتان مسألتان معاكستان لعملية الالتفاف (الحل المعاكس لمعادلة الالتفاف) يمكن التعبير عنهما بـ:

$$f(x) = s(x) \overset{\oplus}{\underset{\oplus}{}} h(x) \quad \text{أو} \quad h(x) = s(x) \overset{\oplus}{\underset{\oplus}{}} f(x) \qquad [36 .6]$$

و هما معادلتان إما ليس لهما حل أو لهما عدد لا نهائي من الحلول الرياضية ولكن إلى الآن ليس لهذه المسئلة الرئيسية حل في الفيزياء المعاصرة .

6. 5 الارتباط Correlation

قد يتغير التابع مع مرور الزمن و يطلب إيجاد ما يربط التـابعين فـي زمنـين مختلفين فيمكن عندئذٍ تعريف الارتباط للتابعين $g_2(x)$ و $g_1(x)$ التابعين للمتحول x في لحظتين كما يلي:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x')\, g_2^*(x'-x)\, dx' = g_1(x) \oplus g_2^*(-x) \qquad [37\ .6]$$

حيث x' متحول التكامل. أما تحويل فورييه للارتباط فهو:

$$FT\,[g_1(x) \oplus g_2^*(-x)] = G_1(f_x).G_2^*(f_x) \qquad [38\ .6]$$

التي يمكن أن تعطى أيضاً بالشكل:

$$FT\,[g_1(x) \oplus g_2^*(x)] = G_1(f_x).G_2^*(-f_x) \qquad [39\ .6]$$

6. 6 الارتباط الذاتي Autocorrelation

يعرف بأنه ارتباط التابع بنفسه فإذا كان $g(x)$ تابعا للمتحول (x) فإن الارتبـاط الذاتي له هو:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(x')\, g^*(x'-x)\, dx' = g(x) \oplus g^*(-x) \qquad [40\ .6]$$

تحويل فورييه له:

$$FT\,[g(x) \oplus g^*(-x)] = G(f_x).G^*(-f_x) = |G(f_x)|^2 \qquad [41\ .6]$$

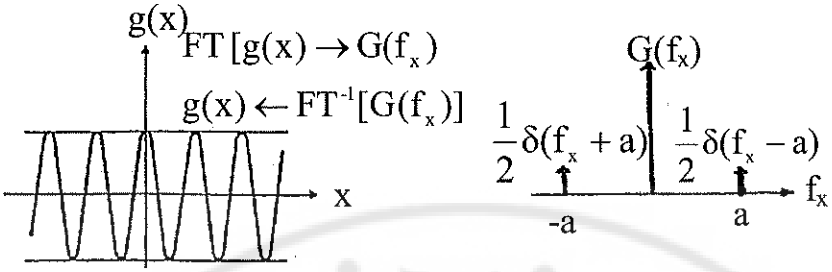
إذا كان التابع زوجياً فإن الارتباط الذاتي يصبح مساوياً لـــ $g(x) \oplus g(x)$ و تحويل فورييه له:

$$FT\,[g(x) \oplus g(x)] = |G(f_x)|^2 \qquad [42\ .6]$$

مسألة محلولة (6. 1): إذا كان التابع الجيبي $g(x)$ معرفاً كما يلي:

$$g(x) = \cos(2\pi\, ax)$$

فتحويل فورييه له الموضح بالشكل (6. 5) هو:



الشكل (6. 5): تحويل فورييه للتوابع الجيبية.

$$G(f_x)=FT[g(x)]=\int_{-\infty}^{+\infty} g(x)e^{-2\pi i x f_x}dx=\int_{-\infty}^{+\infty}\cos(2\pi ax)e^{-2\pi i x f_x}dx=$$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{2\pi i ax}+e^{-2\pi i ax}}{2}e^{-2\pi i x f_x}dx=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-2\pi i x(f_x-a)}dx+\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-2\pi i x(f_x+a)}dx=$$

$$=\frac{1}{2}\delta(f_x-a)+\frac{1}{2}\delta(f_x+a).$$

مسألة محلولة (6. 2): ليكن g(x) تابع معرف بالعلاقة:

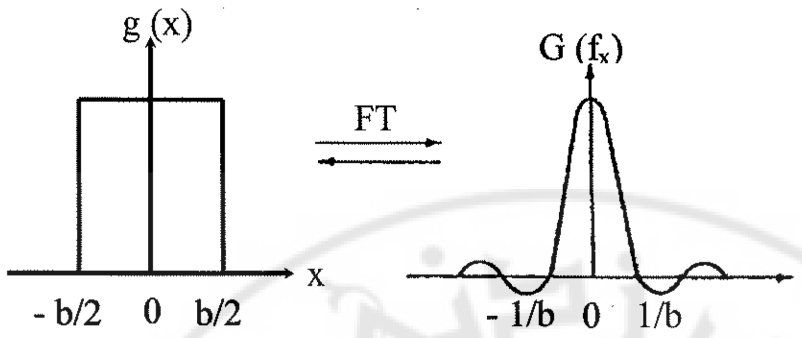
$$g(x)=\begin{cases}0 & |x|>\frac{b}{2}\\ 1 & |x|<\frac{b}{2}\end{cases}$$

و هو يمثل تابع لشق وحيد موضح بالشكل (6. 6) و هذا الشكل يبين أيضاً تابع فورييه للتابع السابق الذي بمكن أن يحسب كما يلي:

$$FT[g(x)]=G(f_x)=\int_{-\infty}^{+\infty}g(x)e^{-2\pi i x f_x}dx=\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}}(1)\,e^{-2\pi i x f_x}dx=$$

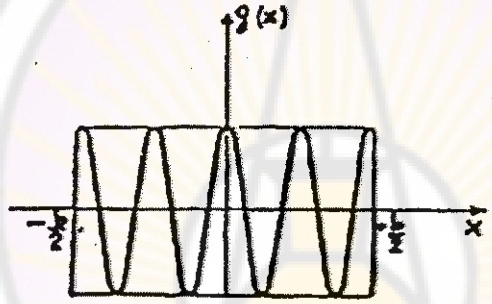
$$=\left[\frac{1}{-2\pi i\ f_x}e^{-2\pi i x f_x}\right]_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}}=\frac{-1}{-2\pi i\ f_x}\left[e^{-2\pi i\frac{b}{2}f_x}-e^{-2\pi i(-\frac{b}{2})f_x}\right]=$$

$$=b\frac{\sin(\pi b f_x)}{\pi b f_x}=b\,\mathrm{sinc}(\pi b f_x)$$



الشكل (6. 6): تابع فورييه لتابع الشق الوحيد.

مسألة محلولة (6. 3): ليكن جزء من التابع $g_1(x) = \cos(2\pi\ f_0 x)$ محدود بالمجال [-b/2,+b/2] (تابع الانعراج عند شق) كما هو مبين بالشكل (6. 7):



الشكل (6. 7): تابع جيبي محدود في المجال بين [-b/2 , +b/2].

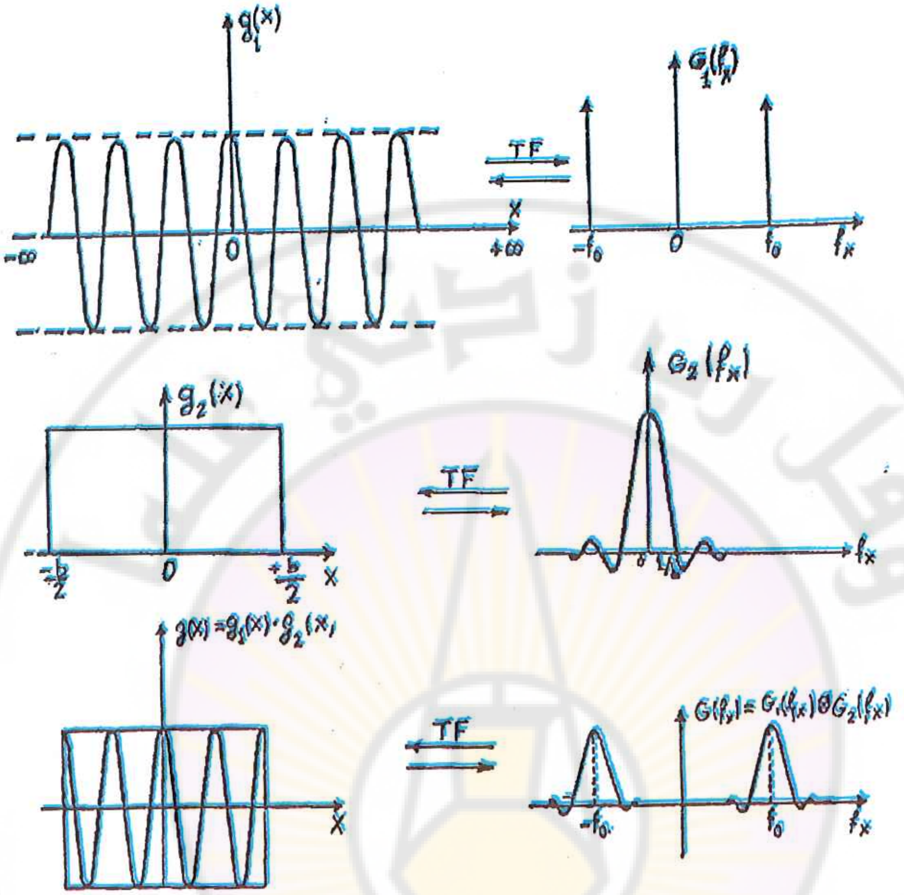
إن التابع g(x) يمكن كتابته بالشكل: $g(x) = g_1(x) \cdot g_2(x)$ حيث أن: $g_1(x) = \cos(2\pi\ f_0 x)$ الممتد من ∞- إلى ∞+ و $g_2(x)$ هو التابع الدرجي الموصوف في المثال السابق و عندها تحويل فورييه له هو:

$$FT[g(x)] = FT[g_1(x) \cdot g_2(x)] = G_1(f_x) \oplus G_2(f_x)$$

و لقد تم البرهان في المثالين السابقين على أن:

$$FT[g_1(x)] = \frac{1}{2}\delta(f_x - a) + \frac{1}{2}\delta(f_x + a) \text{ و } FT[g_2(x)] = b\frac{\sin(\pi b f_x)}{\pi b f_x}$$

والجداء الالتفافي لهذين التابعين هو تابعي $\text{sinc}(\pi f_x b)$ مستمرين عند f_0 و $-f_0$ (وذلك لأن δ هو حيادي عملية الالتفاف) و هذا مايبينه الشكل (6. 8).



الشكل (6. 8): تابع فورييه لتابع جيبي محدود في المجال بين [-b/2 , +b/2].

فإذا كان التابع الموجي يمثل فتحة عدسة أو خطوط تضخم في مضخم فهذا يفسر لماذا لا تحصل في محرق العدسة على نقطة و لماذا لا يبقى زمن النبضة القصيرة قصيراً عند خروجه من المضخم.

مسألة محلولة (6. 4): ليكن التابع الدرجي التالي:

$$g(x) = \begin{cases} 0 & |x| > \frac{1}{2} \\ 1 & |x| < \frac{1}{2} \end{cases}$$

فتابع الارتباط الذاتي للتابع g(x) هو : $g(x) \oplus g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x')\, g(x'-x)\, dx'$

إن ناتج تابع الالتفاف هو القسم المخطط الذي عرضه 'dx وطوله يساوي (1) وحدود تكامله من (x+1/2 إلى 1/2-) أي:

$$g(x) \oplus g(x) = \int_{-\frac{1}{2}}^{x+\frac{1}{2}} dx' = [x']_{-\frac{1}{2}}^{x+\frac{1}{2}} = x + 1$$

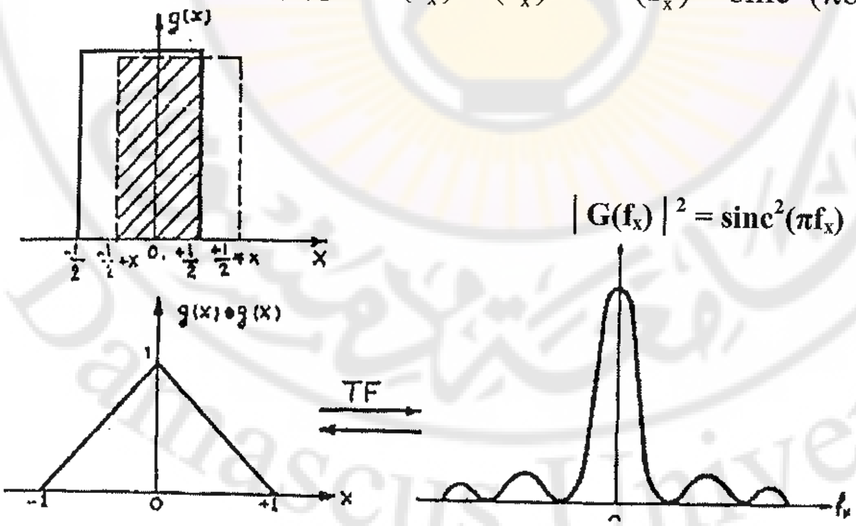
ويمكن أن يكون انزياح التابع إلى الجهة المعاكسة فيصبح:

$$g(x) \oplus g(x) = \int_{x-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx' = [x']_{x-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = -x + 1$$

و بالتالي تابع الارتباط الذاتي هو المساحة المحصورة بين محور السينات وهذان التابعان كما في الشكل (6. 9).

و تابع فورييه للارتباط الذاتي هو :

$$TF[g(x) \oplus g(x)] = G(f_x)\, G(f_x) = G^2(f_x) = \text{sinc}^2(\pi b f_x)$$



الشكل (6. 9): الارتباط الذاتي و تابع فورييه لشق.

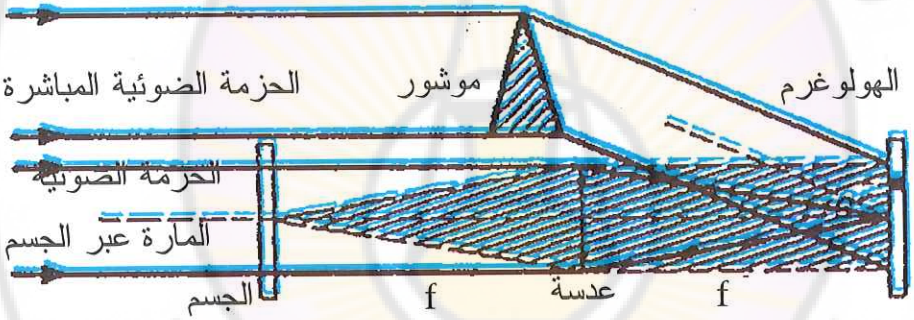
6. 7 الهولوغرافيا (التصوير ثلاثي الأبعاد)

الهولوغرافيا أو التصوبر ثلاثي الأبعاد طريقة جديدة يمكن من خلالها إعادة بناء صورة أو خيال للجسم بالاعتماد على تداخل أهداب الانعراج التي يعطيها الجسم مع موجة مرجعية. وكلمة هولوغرافيا (Holography) مشتقة من كلمتين إغريقيتين Holo وتعني كامل وGraphos تعني كتابة. يعتبر العالم دينس غابور أول من أسس هذا العلم في عام 1948 عندما كان يحاول أن يحسن القدرة التحليلية للمجهر الالكتروني وقد واجهه الكثير من المشاكل منها عدم توفر منابع وحيدة اللون حيث لا يتم التداخل إلا بضوء وحيد اللون و التصوير ثلاثي الأبعاد (الهولوغرافيا) يعتمد على ظاهرة تداخل الضوء في تسجيل الهولوغرام (الفلم) و عرضه. لجأ غابور لحل المشكلة إلى استخدم ضوء مصباح بخار الزئبق الذي يصدر ضوء أزرق أحادي اللون، واستخدم مرشح ضوئي ليحصل على ضوء وحيد اللون. و بعد اكتشاف الليزر عام 1960 قام العالمان أبتينكس و ليذ من جامعة ميتشغان في عام 1962 باستعماله لتطوير طريقة التصوير الهولوغرافي و أدخلوا تعديلات كثيرة عليها.

6. 7. 1 إنشاء الهولوغرام وإعادة إظهاره

يتم في التصوير الهولوغرافي تسجيل كل من شدة وطور الحزمة المنعرجة عن الجسم المراد تصويره على الهولوغرام خلافاً للتصوير الفوتوغرافي العادي الذي يقوم بتسجيل الشدة فقط. لذلك فان من الضروري في التصوير الهولوغرافي استعمال ضوء وحيد اللون إي ضوء ذو طور وحيد، و ينبغي أن تبقى مواضع كل من الجسم واللوح وحزمة الليزر ثابتة نسبياً مع مرور الزمن، بحيث لا يتعدى التغير في الموضع، إذا وجد، مقدار نصف الطول الموجي لأشعة ضوء وحيد اللون المستخدم كي يبقى التداخل محققاً. ومن ناحية أخرى، لتسجيل أهداب التداخل على فلم الهولوغرام يجب أن تكون شدة تحليل لوح

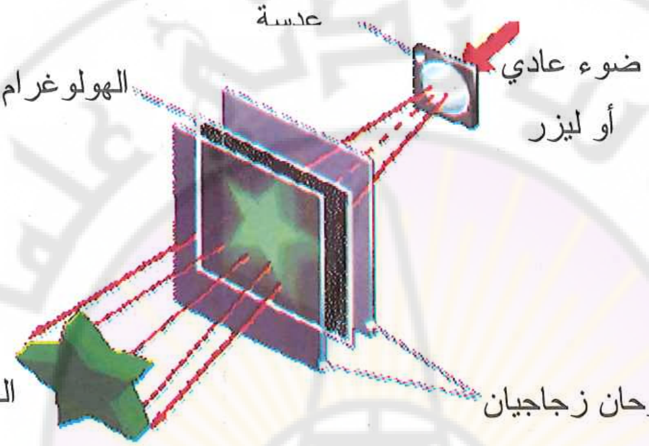
التصوير عالية وتساوي على الأقل 2000 lines/mm ويتم التسجيل عن طريق تقسم الحزمة الواردة من منبع ضوئي وحيد اللون إلى حزمتين كما يظهر في الشكل (6. 10)، الأولى تضيء لوح التصوير مباشرة دون المرور بالجسم، وتدعى بالحزمة المباشرة أو الحزمة المرجعية وهي مسؤولة عن تسجيل البعد الثالث أو تشكيل خلفية مترابطة للصورة، والثانية تنعرج عن الجسم إلى لوح التصوير تدعى بحزمة المعلومات حيث تحمل معها جميع المعلومات المتعلقة بالجسم و تكون المعلومات على شكل تغيرات في شدة وطور الحزمة المنعرجة. تتداخل الحزمتان على لوح التصوير الذي يسمى بعد تحميضه بالهولوغرام، و على عكس التصوير العادي لا يشاهد على الفلم المحمض أي صور تعكس شكل الجسم إنما يشاهد عليه مجموعة من الخطوط و الدوائر (أهداب التداخل).



الشكل (6. 10): الترتيب التجريبي لتشكيل هولوغرام باستعمال حزمتين من ضوء مترابط.

ولإعادة بناء الهولوغرام يضاء الهولوغرام الناتج عن التصوير بالضوء وحيد اللون الذي استخدم في إنشائه، عندها يمكن من خلال الهولوغرام رؤية صورة مجسمة ثلاثية الأبعاد في الهواء إما خلف الهولوغرام و يسمى عندها الهولوغرام بالهولوغرام النافذ أو منعكسة عن سطح الهولوغرام و يسمى عندئذ الهولوغرام بالهولوغرام العاكس. تحدد طريقة تسجيل الهولوغرام نوع الهولوغرام ففي الهولوغرام النافذ تكون الحزمة المنعرجة و المرجعية بنفس الجهة كما في الشكل (6. 10) في حين في الهولوغرام العاكس تكونان في جهتين مختلفتين

كما في الشكل (6. 11) حيث يمر الضوء خلال فيلم الهولوغرام و يعتبر شعاع المرجع ويسقط على الجسم المراد تصويره، ومن ثم يتشتت عن الجسم لينعكس مرةً أخرى إلى فيلم الهولوغرام كشعاع الجسم فيتداخل مع شعاع المرجع وتسجل أهداب تداخل على الفيلم.



الشكل (6. 11): الترتيب التجريبي لتشكيل هولوغرام باستعمال حزمتين من ضوء مترابط.

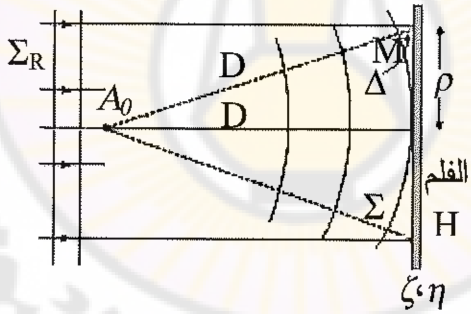
ومن الجدير بالذكر أن تجزئة الهولوغرام الناتج إلى أجزاء لا بجزء الصورة داخله، فعند النظر إلى أي جزء من هذه الأجزاء يمكن رؤية الصورة بأكملها، وهذا غير محقق في الفلم العادي حيث تجزئة الفلم تؤدي إلى تجزئة الصورة الملتقطة. ويمكن الحصول على هولوغرام ملون كما يلي: يضاء هولوغرام من جهة بالموجة المرتدة عن الجسم لضوء وحيد اللون ومن جهة أخرى بالموجة المباشرة لنفس الضوء فتتشكل أمواج مستقرة في الغشاء على سطح لوح الهلوغرام. يضاء الهلوغرام بالضوء الأبيض بعد تحميض اللوح وإظهاره ويراقب بالانعكاس فتشاهد صورة باللون الذي سجلت به وهذا هو مبدأ المرشحات التداخلية. أما إذا تم تسجيل الصورة على الفيلم باستخدام ثلاثة ألوان الأحمر و الأخضر و الأزرق فإنه عند إضاءة الهولوغرام بالضوء الأبيض يشاهد بالانعكاس صورة ملونة جميلة ثلاثية البعد ومطابقة للجسم.

6. 7. 1. 1 تسجيل الهولوغرام لنقطة مضيئة (جسم نقطي)

أول من استعمل هذه الطريقة هو العالم غابور وقد استعملها لإنتاج هولوغرام لنقطة مضيئة وذلك لأن الجسم الكبير يحتاج إلى ضوء وحيد اللون ذو طول ترابط كبير بشكل كاف لكي يتم التدخل بين الحزمتين المباشرة والمنعرجة عن الجسم، توفر مثل هذا المنبع كان صعباً للغاية في عام 1948.

6. 7. 1. 1. 1 تسجيل الهولوغرام بزاوية ورود عمودية للحزمة المرجعية

إذا ليكن A منبعاً ضوئياً نقطياً وحيد اللون يؤلف الجسم المدروس يصدر عنه أمواج كروية Σ تمثل الحزمة الحاملة للمعلومات تسقط على المستوي $(\zeta،\eta)$ وهو مستوي الهولوغرام H (لوح التصوير). تسقط عمودياً على هذا المستوي موجة مستوية أخرى Σ_R تمثل الحزمة المباشرة (الحزمة المرجعية) كما في الشكل (6. 10).



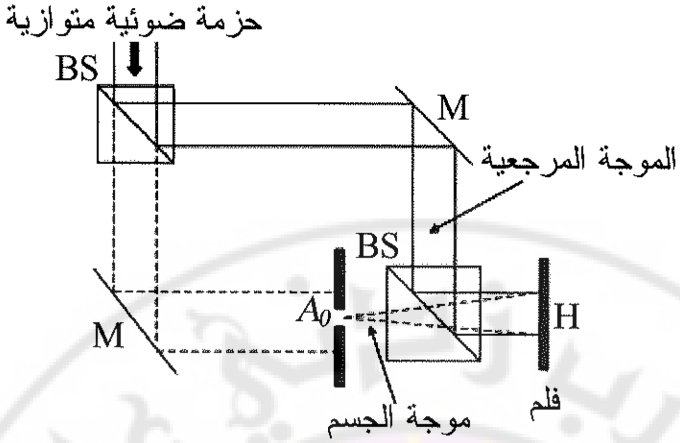
الشكل (6. 12): تشكيل هولوغرام لنقطة بورد عمودي.

إن كلتا الحزمتين Σ و Σ_R صادرتان من منبع واحد (الشكل (6. 13)) فهما إذاً مترابطتان. وحسب فيثاغورث في المثلث القائم فإن:

$$(D+\Delta)^2 = D^2 + \rho^2 \;\Rightarrow\; D^2 + \Delta^2 + 2D\Delta = D^2 + \rho^2 \qquad [6.\ 43]$$

تهمل Δ^2 لصغرها وبالتالي فرق المسير يكون

$$\Delta = \frac{\rho^2}{2D} \qquad [6.\ 44]$$



الشكل (6. 13): الترتيب التجريبي لتشكيل هولوغرام لنقطة بورد عمودي.

وفرق الطور الناتج عن فرق المسير هو:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = k\,\Delta = k\,\frac{\rho^2}{2D} \qquad [45\ .6]$$

تصل الى الهولوغرام موجتان سعة الموجة الأولى Σ_R هـي $y_1 = a$ وسـعة الموجة الثانية Σ هي $y_2 = be^{-j\varphi}$ وسعة الموجة الحاصلة هي مجموع السعتين أي: $y = y_1 + y_2$

$$y = a + be^{-j\varphi} \qquad [46\ .6]$$

أما شدتها فتعطى بضرب السعة الحاصلة بالمرافق العقدي على النحو التالي:

$$I = y\,.\,y^* = (a\ be^{-j\varphi})(a\ be^{j\varphi}) = a^2 + b^2 + abe^{-j\varphi} + abe^{j\varphi}$$
$$= a^2 + b^2 + 2ab\cos\varphi = (a-b)^2 + 4ab\cos^2\varphi \qquad [47\ .6]$$

تتشكل أهداب التداخل على شكل حلقات ويكون التباين في الأهداب أعظمياً عندما $a = b$ لحساب مقدار الطاقة التي يتلقاها لوح التصوير خلال زمن تعريض τ:

$$w = I\tau \qquad [48\ .6]$$

$$w = \tau\left((a-b)^2 + 4ab\cos^2\varphi\right) \qquad [49\ .6]$$

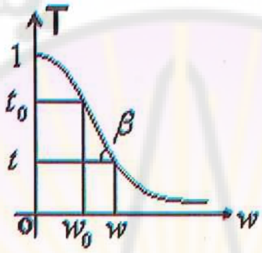
تكون سعة الموجة التي تعبر الفلم t بعد تحميضه متناسبة مع w. تابع العبورية للفلم (الهولوغرام) في المنطقة الخطية من منحني $t = f(w)$ (الـشكل (6. 14)) التي لا تكون فيها أهداب التداخل متباينة كثيرا أي عندما $a \neq b$ مع:

$$(\tau - t_0)\,(w - w_0) = -\beta \Rightarrow t = t_0 - \beta\,(w - w_0) \qquad [6.\ 50]$$

و بفرض: $w_0 = I_0\,\tau = \tau\, a^2$، $\beta' = \beta\tau$ يعطى بالعلاقة:

$$t_0 = (t - \beta' b^2) - \beta'\,(abe^{-j\varphi}) - \beta'\,(abe^{j\varphi}) \qquad [6.\ 51]$$

إن الفلم الذي الناتج يمثل هولوغرام النقطة مضيئة A_0.



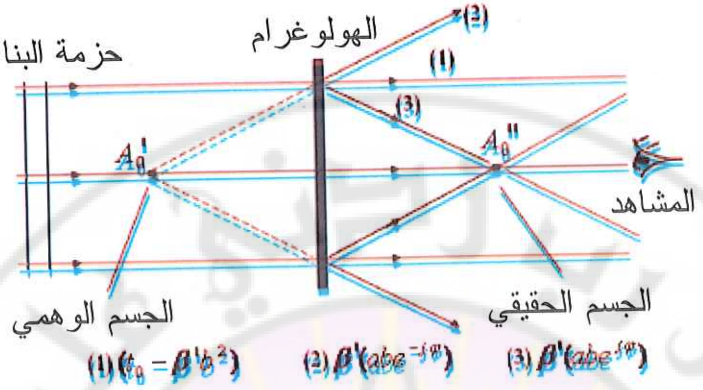
الشكل (6. 14): تابع سعة الموجة التي تعبر الفلم.

يتطلب إعادة تشكيل الخيال (إعادة بناء الصورة المجسمة) إضـاءة الهولـوغرام بموجة مستوية متجانسة لضوء وحيد اللون (الليزر) أشعتها متوازيـة وعموديـة على الهولوغرام H أي بنفس زاوية ورود الحزمة المرجعية Σ_R عنـد تـسجيل الهولوغرام (الشكل (6. 15)). إن سعة الضوء النافذ أو السعة التي تعبـر الفلـم (الهولوغرام) محددة بالعلاقة [6. 51] ويمكن تفسير حدودها على النحو التالي:

الحد الاول: $(t_0 - \beta' b^2)$ يوافق موجة منتظمة لا تحمل أية معلومات وهي الموجة التي تعبر الهولوغرام مباشرة.

الحد الثاني: $\beta'\,(abe^{-j\varphi})$ يتطابق مع الموجة الصادرة من A_0 وهي موجة كروية متباعدة تبدو وكأنها قادمة من النقطة A'_0 الواقعة على مسافة D من الهولـوغرام أي في الموضع الذي كان فيه الجسم النقطي A_0 وبذلك تم إعـادة بنـاء خيـال وهمي A_0' للمنبع A_0.

الحد الثالث $\beta'(abe^{j\varphi})$ يوافق موجة كروية متقاربة تعطي في النقطة A_0'' أمام الهولوغرام وعلى مسافة D خيالا حقيقيا للجسم النقطي A_0 .



الشكل (6. 15): إعادة تشكيل الخيال لهولوغرام نقطة سجل بورد عمودي.

6. 7. 4. 1. 2 تسجيل الهولوغرام بزاوية ورود مائلة للحزمة المرجعية

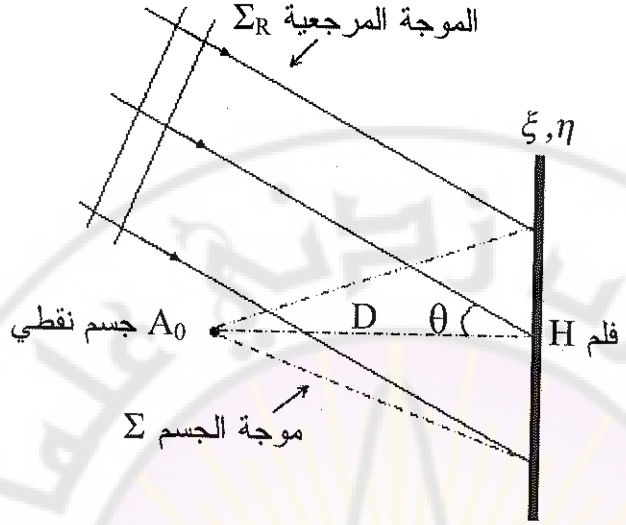
عندما قام العالم غابور بانشاء هولوغرام لنقطة مضيئة لم تكن طريقته في تسجيل البعد الثالث جيدة، و ذلك لأنه عندما النظر من خلف الهولوغرام داخل الهولوغرام لرؤية الخيال الوهمي A'_0 فسوف يعيق الرؤيا وجود الخيال الحقيقي A''_0. تبرز المشكلة بشكل واضح من أجل الاجسام الكبيرة على خلاف النقطة المضيئة .وكان الحل الأمثل لمثل هذه المشكلة الطريقة التي طورها كل من العلماء (J.Upatnieks & F.N.Leith) تقتضي هذه الطريقة استخدام حزمة متوازية من الضوء وحيد اللون كحزمة مرجعية Σ_R تماما كما في هولوغرام غابور، ولكن تسقط هذه الحزمة على الهولوغرام بزاوية ورود θ كما في (الشكل (6. 16)) يصل الى الهولوغرام موجتان:

سعة الموجة الاولى Σ_R:

$$y_1 = ae^{-jk\,\theta\zeta} \qquad [6.\ 52]$$

سعة الموجة الثانية Σ:

$$y_2 = be^{-j\,\varphi} \qquad [6.\ 53]$$



الشكل (6. 16): تشكيل هولوغرام لنقطة بورد مائل.

حيث:

$$\varphi = \frac{k}{2D}(\eta^2 + \zeta^2) \qquad [54 .6]$$

إن سعة الموجة الحاصلة هي مجموع السعتين أي $y = y_1 + y_2$ وعليه تكون الشدة:

$$I = y . y^* = (ae^{-jk\theta\zeta} + be^{-j\varphi})(ae^{jk\theta\zeta} + be^{j\varphi})$$

$$I = a^2 + b^2 + abe^{-j\varphi} e^{jk\theta\zeta} + abe^{j\varphi} e^{-jk\theta\zeta} \qquad [55 .6]$$

$$I = a^2 + b^2 + abe^{-j(\varphi - jk\theta\zeta)} + abe^{j(\varphi - jk\theta\zeta)}$$

بعد تحميض الفلم وإظهاره يحصل على الهولوغرام. يمكن إعادة تشكيل الخيال (بناء الصورة) بطريقتين مختلفتين هما: أ. إظهاره بموجة a مستوية أشعتها متوازية ومعامدة للهولوغرام عندها تعطى سعة الموجة التي تعب الهولوغرام عن طريق تابع العبورية للفلم:

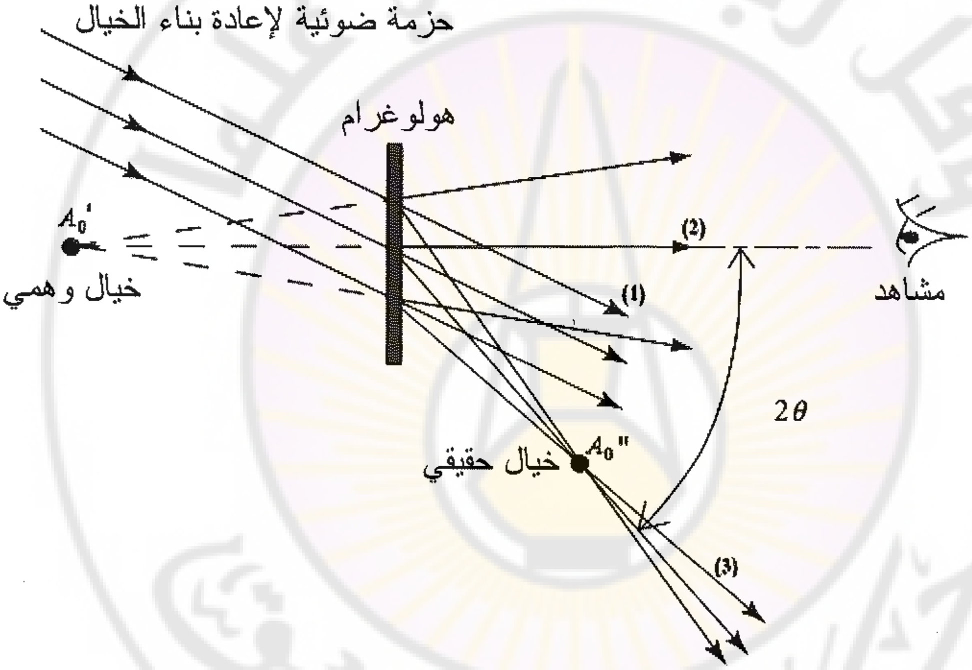
$$at = a(t0 - \beta' b^2) - \beta' a^2 b e^{-j(\varphi - jk\theta\zeta)} - \beta' a^2 b e^{j(\varphi - jk\theta\zeta)} \quad [56.6]$$

يدل الحد الاول $a(t0 - \beta' b^2)$ على الحزمة المباشرة.

ويمثل الحد الثاني $\beta' a^2 b e^{-j(\varphi - jk\theta\zeta)}$ الخيال الوهمي في النقطة A'_0 .

أما الحد الثالث $\beta' a^2 b e^{j(\varphi - jk\theta\zeta)}$ فيمثل الخيال الحقيقي في النقطة A''_0 .

ب -اظهاره بموجة $a.e^{-jk\theta\zeta}$ مستوية أشعتها متوازية وتميل بزاوية θ (زاوية التسجيل على الهولوغرام) كما يظهر في الشكل (6. 17).



الشكل (6. 17): إعادة تشكيل الخيال **لهولوغرام سجل بورد مائل.**

في هذه الحالة تعطى سعة الموجة التي تعبر الهولوغرام عن طريق تابع العبورية للفلم:

$$a.e^{-jk\theta\zeta} t = a(t0 - \beta' b^2) e^{-jk\theta\zeta} - \beta' a^2 b e^{-j\varphi} - \beta' a^2 b e^{j(\varphi - 2jk\theta\zeta)} \quad [57.6]$$

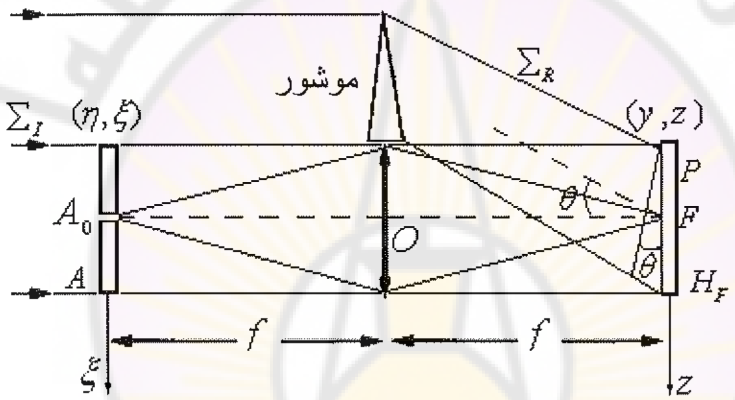
يدل الحد الاول $a(t_0 - \beta' b^2) e^{-jk\theta\zeta}$ على الحزمة المباشرة a.

يمثل الحد الثاني $\beta' a^2 b e^{-j\varphi}$ الخيال الوهمي في النقط A' .

أما الحد الثالث $\beta' a^2 b e^{-2jk\theta\zeta}$ فيمثل الخيال الحقيقي A''_0 ولكن يتواجد في الاتجاه الذي يصنع زاوية مقدارها 2θ مع الناظم على الهولوغرام وبذلك يمكن أن يـرى الخيال الوهمي A'_0 دون أي إعاقة من الخيال الحقيقي A''_0.

6. 7. 1. 1. 3 تسجيل هولوغرام فوربيه لنقطة

تسقط الحزمة $\sum_I$ على المستوي A و تعبر الفتحة A_0 التي تمثل النقطة المضيئة التي سينشئ لها الهولوغرام الشكل (6. 18).



الشكل (6. 18): إعادة تشكيل الخيال لهولوغرام سجل بورد مائل.

أما الحزمة المرجعية $\sum_R$ فيحصل عليها عن طريق إسقاط حزمة ضوئية علـى موشور بحيث تبرز منه حزمة ضوئية بزاوية θ ويحدث التداخل بين الحزمتين.

تعطي الموجة A_0 بعد عبورها العدسة موجة مستوية سعتها b و تكـون سـعة الحزمة المباشرة أو المرجعية $a.e^{-jk\theta z}$ وبالتالي تكون السعة الكلية التي تـصل الى الهولوغرام هي $a.e^{-jk\theta z} + b$ وعليه تكون الشدة:

$$I = a^2 + b^2 + ab.e^{-jk\theta z} + ab.e^{jk\theta z}$$

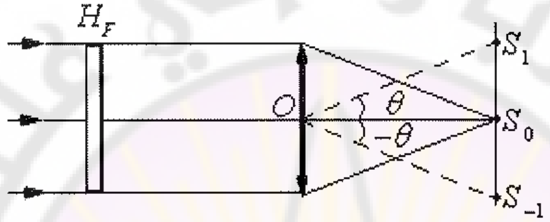
[58 .6]

$$I = a^2 + b^2 + 2ab\cos k\theta z$$

أما سعة الموجة التي تعبر الهولوغرام فتعطى عن طريق تابع العبورية على النحو التالي:

$$t = (t_0 - \beta' b^2) - \beta' ab.e^{-jk\theta z} - \beta' ab.e^{jk\theta z} \qquad [6.59]$$

إعادة تشكيل الخيال: لإظهار هولوغرام فورية، يضاء الهولوغرام بحزمة متوازية عمودية عليه، وتشاهد الصور في المستوي المحرقي للعدسة O الموضوعة خلف الهولوغرام H_F الشكل (6. 19).



الشكل (6. 19): إعادة تشكيل الخيال لهولوغرام سجل بورد مائل.

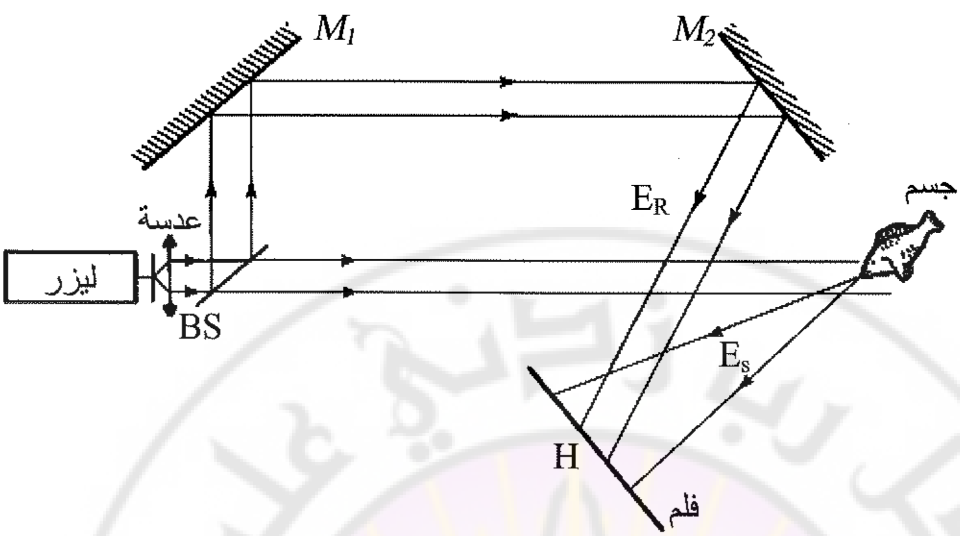
استناداً الى العلاقة يعيد الهولوغرام بناء كل من الامواج التالية:

- موجة مستوية تعبره مباشرة $t_0 - \beta' b^2$.
- موجتان مستويتان منعرجتان $ab.e^{-jk\theta z}$, $ab.e^{jk\theta z}$ بالاتجاهين $\pm\theta$

لذلك تُشاهد ثلاث صور للنقطة المضيئة هي: S_{-1}, S_{+1}, S_0.

6. 7. 1. 2 تسجيل الهولوغرام لجسم.

إن طريقة تسجيل هولوغرام لجسم ما متطابقة مع طريقة تسجيل هولوغرام لنقطة انطلاقاً من الحقيقة أن الجسم مكوَن من عدد كبير من النقاط المضيئة، تظهر الطريقة المتبعة لإنشاء هولوغرام لجسم في الشكل (6. 20) حيث استخدام ضوء الليزر كمنبع وحيد اللون قسمت حزمته بمجزئ حزمة BS (صفيحة نصف شفافة) إلى حزمتين أحدهما تنعكس مباشر إلى مرآة M_1 ثم إلى مرآة أخرى M_2 ثم إلى الفلم الحساس H وتكون مسئولة عن تسجيل البعد الثالث للجسم وتسمى هذه الحزمة بالحزمة المرجعية E_R.



الشكل (6. 20): إعادة تشكيل الخيال لهولوغرام سجل بورد مائل.

أما الجزء الثاني النافذ من المجزئ فيصل مباشرة إلى الجسم المراد تصويره، وينعرج عن الجسم حاملاً معه معلومات الجسم على هيئة تغيرات في الطور والسعة أو الاثنين معاً باتجاه الفلم الحساس H وتسمى هذه الحزمة بحزمة المعلومات E_S. تتداخل الحزمتان عند الفلم الحساس H ويكون شكل أهداب التداخل معقدا جداً، مما يتطلب لوح تصوير ذو دقة عالية قادر على تسجيل جميع أهداب التداخل بشكل جيد، إن الهولوغرام الذي يحصل عليه بهذه الطريقة يعيد بناء كل نقاط الجسم أي الجسم نفسه. يحدث بين الأمواج المنعرجة عن الجسم فرق في المسير $\Delta r = \xi \sin\theta = \xi\theta$ حيث تكون الزاوية θ صغيرة و بالتالي:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{x}{D} = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x\xi + y\eta}{D}\right) \qquad [60\ .6]$$

عندئذٍ تعطى معادلة الموجة المنعرجة عن نقطة من الجسم بالعلاقة:

$$s = b.e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x\xi+y\eta}{D}\right)} \qquad [61\ .6]$$

بالنتيجة إن المعلومات المسجلة على الهولوغرام هي مجمـــوع هـــذه الأمـــواج المنعرجة عن جميع نقاط الجسم:

$$\sum_S = \sum b.e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{x\xi+y\eta}{D})} \qquad [62\ .6]$$

أما معادلة الموجة المرجعية فهي: $\sum_R = a$

يحدث التداخل بين الموجة المرجعية والأمواج المنعرجة ويعطى مجمـــوع هـــذه الأمواج بـــ:

$$\sum = a + \sum be^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{x\xi+y\eta}{D})} \qquad [63\ .6]$$

أما مجموع الأمواج المنعرجة عن كامل الجسم فيعطى بتكامل العلاقـــة الـــسابقة على كامل سطح الجسم أي:

$$\sum = a + \int be^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{x\xi+y\eta}{D})}dxdy \qquad [64\ .6]$$

هذا التكامل ما هو إلا تحويل فورييه للموجة المنعرجة عن الجسم إذاً:

$$\sum = a + F \qquad [65\ .6]$$

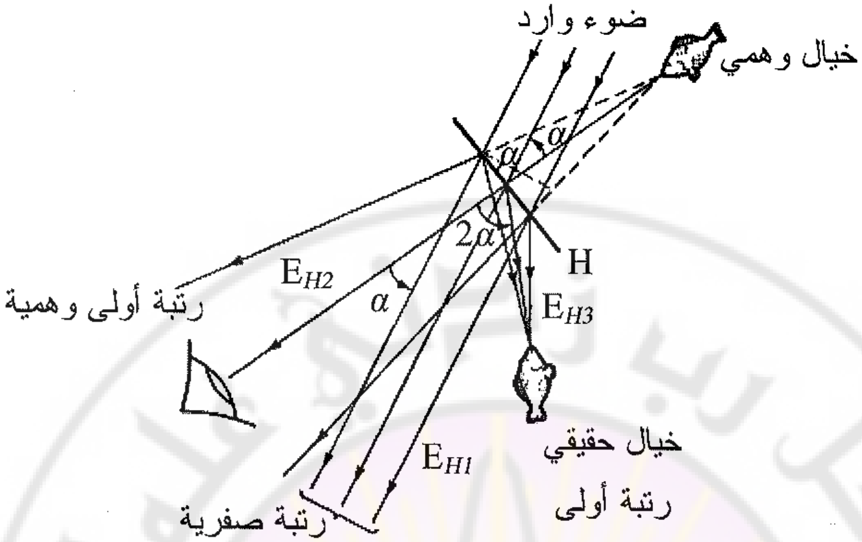
وبالتالي:

$$I = \sum.\sum^* = (a\ \ F)(a\ \ F^*) = a^2 + F^2 + aF + aF^* \qquad [66\ .6]$$

ومنه فتابع العبورية للفلم هو:

$$at = a(t_0 - \beta' F^2) - \beta' a^2 F - \beta' a^2 F^* \qquad [67\ .6]$$

ولإظهار الفلم يسلط عليه حزمة ضوئية بنفس زاوية ورود الحزمـــة المرجعيـــة فتظهر صورتان مجسمتان أمام وخلف الهولوغرام الشكل (6. 21) تماماً كمـــا ذكر سابقاً في رؤية هولوغرام نقطة.

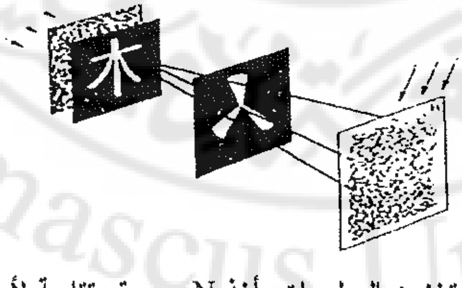


الشكل (6. 21): إعادة تشكيل الخيال لهولوغرام سجل بورد مائل.

6. 7. 2 تخزين المعلومات باستخدام الهلوغرافيا

يمكن تسجيل N صورة مختلفة على هولوغرام واحد ومن ثم الحصول على أية واحدة منها عند الطلب و ذلك باتباع إحدى الطرق التالية:

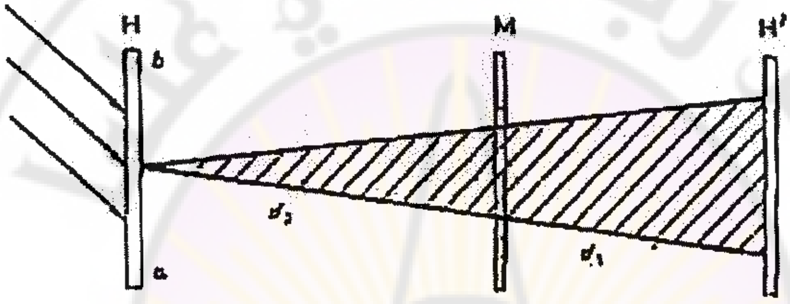
1. تأخذ N صورة متتابعة لأجسام مختلفة على الهلوغرام نفسه مما يؤدي إلـى تراكب جزئي أو كلي لــ N صورة لهولوغرام، يمكــن تــصوير الأجــسام بشكل متعاقب كما في الشكل (6. 22).



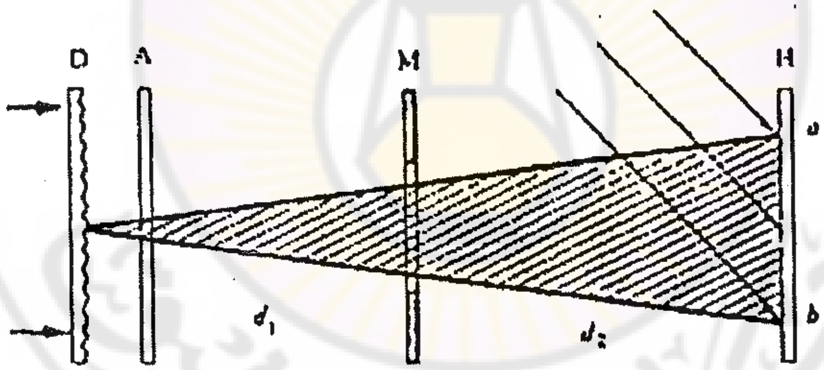
الشكل (6. 22): تخزين المعلومات بأخذ N صورة متتابعة لأجسام مختلفة على الهلوغرام نفسه.

أو واحداً بعد الآخر باستعمال حظار يمكن فتحه بفتحة معينة من أجل كل صورة بحيث يدار عند استرداد الصورة الهولوغرام بزاوية π و يضاء بنفس فتحة الحظار (الشكل (6. 23)).

يمكن أيضاً وضع مرشح فلا يمر إلا الشكل المراد (الموجود على المرشح).



(أ)



(ب)

الشكل (6. 23): تسجيل الخيال (أ) و استرداده (ب).

2. بأخذ N صورة متتابعة لأجسام مختلفة على أجزاء مختلفة من الهولـوغرام بحيث تكون كل صورة على منطقة أي تسجيل هولوغرام واحد لكل صـورة على منطقة منفصلة عن الهولوغرام الآخر .

3. بأخذ N صورة متتابعة بحيث تغطي كل صـــورة منهـــا `N > N منطقـــة منفصلة من الهولوغرام حيث `N هـــي عـــدد المنـــاطق المكـــشوفة مـــن الهولوغرام نتيجة استعمال حظار (قناع) يوضع ملاصقاً لوح التـــصوير H كما هو الموضح في الشكل (6. 24).



الشكل (6. 24): الحاجز ذو الحظارات (يميناً) و تشكيل الهولوغرام باستعمال الحاجز ذو الحظارات (يساراً).

لمشاهدة صورة من الصور المسجلة على الهولـــوغرام يـــستعمل الترتيـــب المبين في الشكل (6. 23. ب) حيث يضاء لوح الهولوغرام بكامل أجزائـــه بعد وضع الحظار الذي استخدم لحظة تـــصوير تلـــك الـــصورة ملاصـــقاً لسطحه. إن زيادة عدد الصور المأخوذ يؤدي إلى تناقص القدرة التحليلية و ذلك لإن الحظارات المستخدمة في تسجيل الأشكال اللاحقة تحوي عدد مـــن الثقوب أقل من سابقه بأبعاد أصغر للثقوب أو المربعات.

6. 7. 3 الهولوغرام التركيبي

إذاً الهولوغرام لا يحتوي إلا على تغيرات في الاسوداد علـــى ســـطحه و هـــذه التغيرات يمكن أن تخلق اصطناعياً للحـــصول علـــى مايـــسمى بـــالهولوغرام التركيبي، و بالتالي يمكن صنع هولوغرام لأي الجسم (حتى و لـــو كـــان غيـــر موجود بشكل حقيقي) إذا عرفت إحداثيات جميع نقاطه وشدة الإضاءة الـــساقطة

عليها والهولوغرام الناتج يعطي صورة ثلاثية الأبعاد للجسم، ويتم إنشاء هذا النوع من الهولوغرامات بمساعدة الكومبيوتر وفق المراحل التالية:

1- حساب السعة العقدية التي تصدر عن الجسم والتي سوف تصل إلى مستوي الهولوغرام، الواقع على بعد معلوم من الجسم وذلك باستخدام الحاسوب. ويمثل ذلك الموجة الحاملة للمعلومات.

2- الترميز الذي يتم من خلاله تحويل السعة العقدية المحسوبة والتي تصدر عن الجسم إلى تابع حقيقي يضيف إليه الحاسوب بعدها سعة العقدية عقدية ما، تمثل الحزمة المباشرة أو الحزمة المرجعية الساقطة على لوح التصوير و تكون الشدة الناتجة في هذه الحالة تابع حقيقي موجب.

3- رسم شكل توزع قيم هذا التابع باستخدام راسم أشعة مهبطي أو شاشة الكمبيوتر.

4- تصوير الشكل الناتج، عندها يكون الفلم بعد التحميض والإظهار بمثابة الهولوغرام المطلوب. يجب أن يمتلك الفلم المستخدم بنية دقيقة حتى يستطيع أن يعرج الضوء بشكل جيد ولذلك يتم تصوير الشكل الناتج بعامل تكبير أصغر من الواحد بكثير.

و تتم المراحل السابقة بطريقتين إما تماثلية أو رقمية:

أ- **الطريقة التماثلية:**

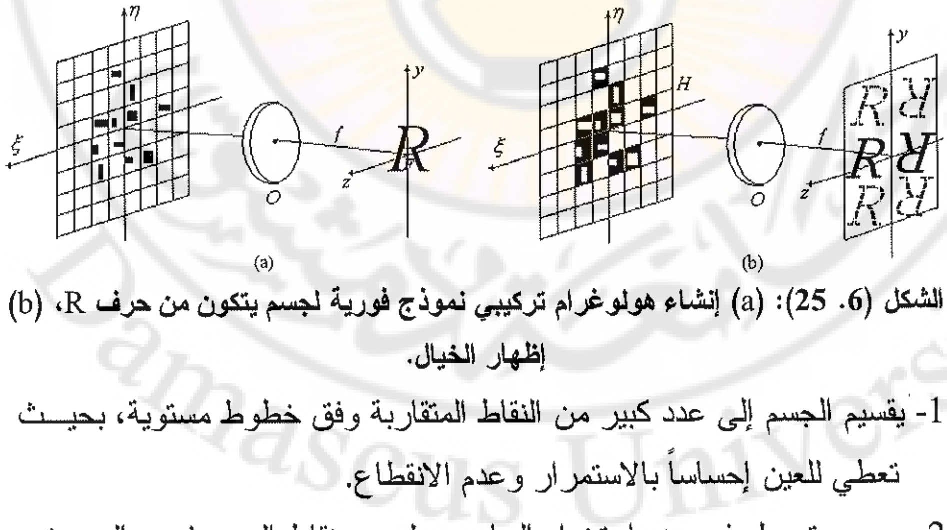
الجسم يترجم إلى سعة عقدية في مستوى الهولوغرام و من ثم تضاف إليها سعة عقدية تمثل الموجة المباشرة ثم تحسب الشدة الناتجة في مستوى الهولوغرام و نرسل النيجة إلى شاشة تلفزيون أو طابعة وترسم ببعدين يمثل قيم I. يصغره الشكل الناتج بعدها ويصور باستخدام أداة تصوير. الفيلم السلبي (الـ Negative) الناتج بعد التحميض والإظهار يمثل الهولوغرام المطلوب.

ب- الطريقة العددية:

الجسم يترجم إلى سعة عقدية في مستوى الهولوغرام و ترمز السعة (التي ستمثل توزع الإشارة على سطح الهولوغرام) بشكل ثنائي ومن ثم يضاف إليها سعة عقدية أخرى (بالترميز الثنائي) التي ستمثل عمق الصورة. يضرب طور الموجة الصادرة من الجسم والواصلة إلى مستوى الهولوغرام بتابع يعود بالطور إلى الصفر في كل مرة يمر فيها بالعتبة 2π. ترسل النتيجة إلى شاشة أو طابعة حيث يتم رسم شكل ثنائي الأبعاد يمثل أبعاد النقاط ومواضعها وبعدها يتم تصغير الشكل ويصور باستخدام آلة تصوير عادية والفيلم السلبي (الـ Negative) الناتج بعد التحميض والإظهار كما في الحالة السابقة يمثل الهولوغرام التركيبي المطلوب.

6. 7. 3. 1 الهولوغرام التركيبي نموذج فورييه

يتم إنتاج هولوغرام تركيبي ثنائي نموذج فورييه باستخدام الحاسوب لجسم ما (الشكل (6. 25)) باتباع ما يلي:



الشكل (6. 25): (a) إنشاء هولوغرام تركيبي نموذج فورية لجسم يتكون من حرف R، (b) إظهار الخيال.

1- يقسيم الجسم إلى عدد كبير من النقاط المتقاربة وفق خطوط مستوية، بحيث تعطي للعين إحساساً بالاستمرار وعدم الانقطاع.

2- يحسب تحويل فورييه باستخدام الحاسوب لجميع نقاط الجسم في المستوي

(ξ, η) الذي يكون مقسماً أيضا إلى مربعات صغيرة (المناطق سابقاً) عددها يساوي عدد النقاط المعتبرة في الجسم، والتي حسب تحويل فورييه لها.

3- يحصول في كل مربع من المربعات التي يتكون منها المستوي (ξ, η) على مستطيل أسود صغير على قاع أبيض.

4- ترسم المستطيلات الصغيرة على ورقة باستخدام طابعة أو طاولة رسم موصولة بالحاسوب.

5- تأخذ صورة للشكل الناتج باستخدام آلة تصوير عامل تكبيرها أصغر بكثير من الواحد.

6- يتم الحصول على الهولوغرام الثنائي بأخذ الفلم السلبي للصورة الحاصلة بهذه الطريقة الذي يتألف من فتحات مضيئة مستطيلة على قاع اسود، حيث تمثل أبعاد هذه المستطيلات معلومات السعة، أما موضعها داخل المربع فتمثل معلومات الطور وذلك لأن أي انزياح لهذه المستطيلات داخل المربع يؤدي إلى تغير الطور. وبالتالي لا يشبه توزع شدة الإضاءة أو الاسوداد على الهولوغرام التركيبي الناتج ما حصل عليه تجريبياً، ولكنه يعطي عملياً الانعراج نفسه. يمكن مشاهدة صورة للجسم إذا أضيء الهولوغرام الناتج بحزمة متوازية باتجاه الطيف من المرتبة الأولى $\upsilon = \lambda / \xi_0$ الذي يوافق توزع دوري للفتحات دوره ξ_0 ولكن مع ملاحظة تشكل صور أخرى تخص الطيف من مراتب أعلى.

6. 7. 3. 2 الهولوغرام التركيبي بالتدرج الرمادي

يتم إنتاج هذا الهولوغرام حاسوبياً على اعتبار أن الصورة الممثلة للجسم عبارة عن مصفوفة ثنائية الأبعاد، وتتدرج فيها الألوان من القيمة (0) إلى القيم (255) أي أن الصورة ذات تدرج رمادي (التدرج من اللون الأبيض إلى اللون الأسود)، بحيث يكافئ كل عنصر من عناصر هذه المصفوفة جزء من الصورة و يعادل

Pixel بكسل واحد فقط. يحسب تحويل فورييه الثنائي لكل عنصر من عناصر هذه المصفوفة باستخدام خوارزميات تحويل فورييه السريع، عندها يكون ناتج عملية التحويل مصفوفة أخرى لها نفس الأبعاد ولكنها تحتوي على شكل أهداب الانعراج في مستوي الهولوغرام تمثل مصفوفة طيف فورييية للجسم و الذي يرسم بواسطة طابعة أو طاولة رسم موصولة بالحاسوب ليكون رسمة ذات بعدين تمثل أبعاد النقاط و مواضعها. تأخذ صورة للشكل الناتج باستخدام آلة تصوير بعامل تكبير أصغر من الواحد بكثير. يتم الحصول على الهولوغرام الثنائي تركيبي ثنائي الأبعاد بأخذ الفلم السلبي للصورة الحاصلة هولوغرام.

6. 7. 4 الهولوغرافيا الرقمية

المنظومة التجريبية لتسجيل الهولوغرام الرقمي مشابهة لتلك المستخدمة في الهولوغرافيا التقليدية الشكل (6. 10) حيث حقل الإشارة الصادرة عن الجسم E_S يتداخل مع موجة المرجع E_R المترابطة وبالتالي شكل التداخل بين الموجتين $I(x, y)$ في مستوي الكشف $z = z_0$ يتم قياسه بكاشف الكتروني مصفوفي عوضاً عن فيلم فوتوغرافي. الحصول على هولوغرام حقل الإشارة يكون أنياً و بشكل مختلف عن الهلوغرافيا الكلاسيكية و التي تتطلب عمليات تظهير وتثبيت كيميائية للحصول الفيلم النهائي. تولد الشدة الضوئية لنموذج التداخل في الهلوغرافيا الرقمية صورة الكترونية يتم قياسها مباشرةً وتخزينها، و تتوقف دقتها على الكفاءة الكمومية η (نسبة تحويل الضوء إلى إشارة كهربائية) للكاشف المستخدم:

$$I_{PC}(x, y) = \eta I(x, y) \qquad [68 .6]$$

حيث $I(x,y)$ هي الشدة الضوئية لنموذج التداخل.

و من أجل الحصول على موجة هولوغرافية (حقل الهولوغرافي) E_{Hol} (و التي هي صورة وهمية للجسم المدروس) في الهولوغرافيا الكلاسيكية يضاء

الهولوغرام، كما شرح سابقاً، بموجة مرجعية، أما في الهولوغرافيا الرقمية فيحصل على الموجة الهولوغرافية بالضرب الرقمي لنموذج التداخل المقاس بالموجة المرجعية E_R. إن عبارة الحقل الهولوغرافي الرقمي E_{Hol} يمكن الحصول عليها بنفس الطريقة المتبعة في الهولوغرافيا التقليدية لكنها غير معرّفة إلا في المستوي $Z = Z_0$ للكاشف:

$$\begin{aligned} E_{Hol}(X,Y,Z_0) \propto\ & E_R(X,Y,Z_0).\big(I_S(X,Y)+I_R(X,Y)\big) \\ & + E_S^*(X,Y,Z_0).E_R(X,Y,Z_0)^2 \\ & + E_S(X,Y,Z_0)I_R(X,Y) \end{aligned} \qquad [69\ .6]$$

وللحصول على حقل الإشارة في مستوي الجسم وبالتالي صورة واضحة ونقية لهذا الجسم يجب أن يكون الحقل الهولوغرافي الرقمي منتشراً بشكل رقمي و الاعتماد فقط على المرتبة الأولى من طيف الانعراج الذي تم اصطفاؤها. توجد تقنيتين كبيرتين سامحتان بانفصال مختلف أقسام الحقل أومراتبه في الانعراج: الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور والتي كما في الهولوغرافيا على الفيلم الرقيق تدخل بعض الانزياح في الترددات الفراغية على الموجة المرجعية وذلك للفصل فيزيائياً لمراتب الانعراج الثلاثة والهولوغرافيا الرقمية في المحور وهي مثل الهولوغرافيا على الفيلم السميك تسجل معلوماتٍ أكثر وذلك للتخلص من الصور الوهمية.

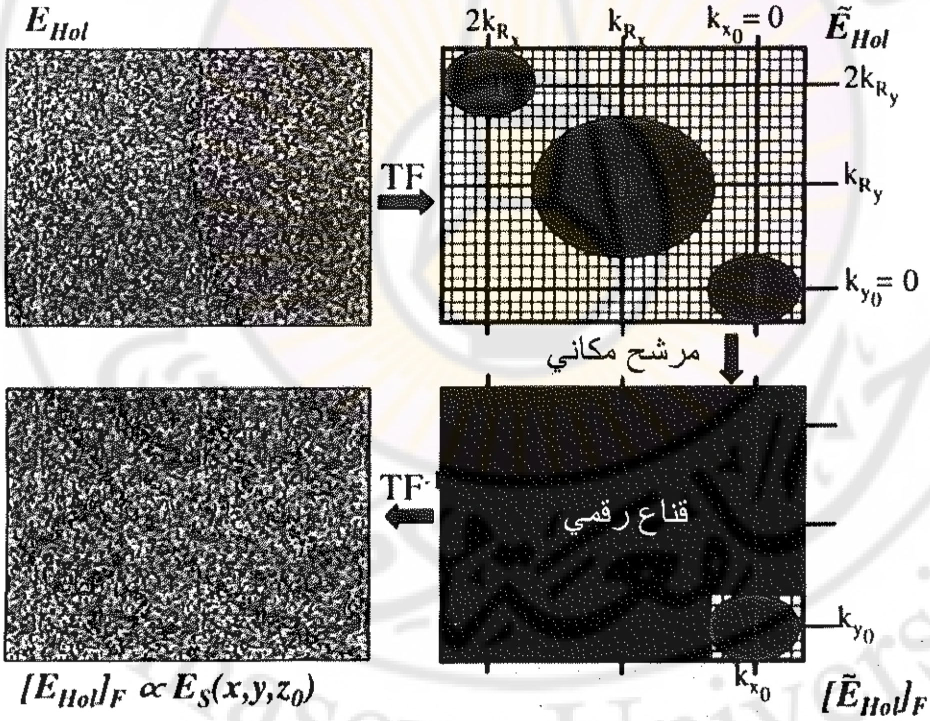
6. 7. 4. 1 الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور

كما هو في حالة الهولوغرافيا على الفيلم الرقيق، إذا سجل شكل تداخل واحد يجب الانتباه وأخذ محاذير على الترددات الفراغية للموجة المرجعية ولموجة الإشارة لكي تبقى المركبات الثلاثة للموجة الهولوغرافية المعاد بنائها E_{Hol} المعادلة [6. 69] منفصلةً فيزيائياً. في الحالة التي تكون فيها موجة المرجع مستوية يجب إمالتها بزاوية θ_R، في هذه الشروط، يتحقق فصل الترددات

الفراغية للموجة الهولوغرافية $\tilde{E}_{Hol}(x,y,z_0)$ المحصول عليها باستخدام متحولة فورييه للموجة الهولوغرافية المعاد بنائها، لثلاث مركبات متميزة توافق ثلاث مراتب انعراج معرّفة في الهولوغرافيا التقليدية. تستخدم الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور هذا الفصل الفيزيائي للمراتب الثلاثة في الانعراج في فراغ الترددات المكانية لكي لا تحتفظ إلا بالقسم الموافق لحقل الإشارة. طيف الحقل الهولوغرافي المعاد بناؤه يتم حسابه بشكل رقمي باستخدام تحويل فورييه:

$$E_{Hol}(X,Y,Z_0) = TF\left[E_{Hol}(X,Y,Z_0)\right] \qquad [70 .6]$$

حيث ترشح المركبة المرغوبة بواسطة حاجب رقمي. تعطي الرتبة الأولى للانعراج (1) صورةً خيالية للجسم والرتبة (-1) صورةً حقيقية كما في الشكل (6. 26).



الشكل (6. 26): المعالجة الرقمية الممكنة لاستخلاص حقل الاشارة المقاس بواسطة هولوغرام رقمي خارج المحور.

ويتناسب تحويل فورييه المعاكس لهذه الإشارة المرشحة $TF[E_{Hol}]$ طرداً مع موجة الإشارة المقاسة $E_S(x,y,z_0)$:

$$\left[E_{Hol}(x,y,z_0)\right]_F \propto E_S(x,y,z_0).I_R(x,y) \qquad [71 .6]$$

لقد تمت إمالة الموجة المرجعية المستوية في الشكل (6. 26) بنفس الوقت بالنسبة للمحور العمودي وبالنسبة للمحور الأفقي وهو التشكيل الأكثر عموميةً واستخداماً في الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور. ومع ذلك فإن إمالةً بسيطة لموجة المرجع بالنسبة لأحد الاتجاهات يكون كافياً لفصل المراتب الثلاثة للانعراج.

6. 7. 4. 2 الهولوغرافيا الرقمية الموازية للمحور

في الهولوغرافيا التقليدية إعادة بناء الصورة الوهمية للجسم المدروس بموجة مرجعية موازية لاتجاه الانتشار الوسطي لحقل الإشارة لا يكون ممكناً إلا إذا تم تسجيل عدة أشكال تداخل خلال سماكة لوح الفيلم الفوتوغرافي. كل شكل تداخلي يوافق فرق في الطور معطى بين موجة المرجع وموجة الإشارة. ولإنجاز الهولوغرافيا الرقمية الموازية للمحور، يجب أيضاً قياس عدة أشكال تداخل بشكل متسلسلة مختلفة في الطور بين الموجة المرجعية وموجة الإشارة. التغير الزمني لشكل التداخل يسمح بإلغاء مراتب الانعراج المشكلة لصور وهمية كما في سماكة اللوح الفوتوغرافي في الهولوغرافيا التقليدية. واحدة من التقنيات الأكثر استخداماً للحصول على عدة فروق في الطور بين موجة الإشارة والموجة المرجع تقوم على إحداث تغيير في طول المسار الضوئي للموجة المرجعية. في الحالة الأبسط يكون طور الموجة المرجعية في مستوي الكشف z_0 و يعبر عنه بالعلاقة :

$$\exp(i.\Phi_R(z_0)) = \exp\left(i.\frac{2\pi Z}{\lambda}\right) \qquad [72 .6]$$

ويتوقف على Z (طول المساره الضوئي) و بتغيير هذا الطول بمقدار δZ فيتغير الطور الكلي لموجة المرجع بمقدار $\frac{2\pi Z}{\lambda}$. شكل التداخل المقاس يتوقف إذاً على إطالة المسار الضوئي δ_Z أي:

$$I(x,y,\delta_z) = I_S(x,y) + I_R(x,y)$$
$$+ E_S(x,y,z_0).\, A_R \exp\left(-i\frac{2\pi(Z+\delta_z)}{\lambda}\right) \qquad [73\ .6]$$
$$+ E_S^*(x,y,z_0).\, A_R \exp\left(-i\frac{2\pi(Z+\delta_z)}{\lambda}\right)$$

حيث A_R سعة الموجة المرجعية المستوية، ولإطالة المسار الضوئي للموجة المرجعية يتم بإدخال مرآة على طريق الحزمة المرجعية مثبتة على بلورة تؤدي للإنسحاب بطريقة كهرضغطية. في الحالة الشائعة، يتم تسجيل أربعة أشكال تداخل $I(x,y,\delta_{Zn})$ حيث $n \in [0,...3]$، ويكونوا بحيث أن تركيبهم الخطي يتناسب طرداً مع حقل الإشارة. على سبيل المثال، إذا كانت التغييرات المتلاحقة في طول المسار الضوئي هي :

$$\delta Z_n = \frac{\lambda n}{4} \qquad [74\ .6]$$

نحصل عندها على حقل الإشارة بالطريقة التالية:

$$E_S(x,y,z_0) = \frac{\exp\left(i.\frac{2\pi Z}{\lambda}\right)}{4A_R}\left(I(x,y,\delta_{Z0}) - I(x,y,\delta_{Z2})\right) \qquad [75\ .6]$$
$$+ i\left(I(x,y,\delta_{Z1}) - I(x,y,\delta_{Z3})\right)$$

الدقة التي يمكن الحصول فيها على فرق في الطور معطى يتوقف على الدقة في حركة الانسحاب الكهروضغطية في مرآة الموجة المرجعية. وبالإضافة لكي تكون إعادة فرق الأطوار مؤمنة، يجب أن يكون لحركة الانسحاب

الكهروضغطي سلوك آني (بدون تخلف). ويلاحظ أيضاً أنه إذا لم يكن الموضع البدائي لمرآة الموجة المرجعية نفسه من قياس لأخر فإن الطور الكلي $i\left(2\pi Z/_{\lambda}\right)$ يتغير. وللحصول على فروق في الطور دقيقة وقابلة للإعادة فإن القسم من شكل التداخل المحتوي على معلومات الإشارة يجب أن يكون معدلاً خلال الزمن أي يجب ادخال فرقاً في التردد δf بين الموجة المرجعية وموجة الإشارة. وشكل التداخل الموافق يتفكك إلى قسم ثابت وقسم معدل بتردد δf و قسم آخر معدل بتردد $-\delta f$:-

$$\begin{aligned} I(x,y) &= I_S(x,y)+I_R(x,y) \\ &+E_S(x,y,z_0).E_R^{*}(x,y,z_0).\exp(-i2\pi.\delta f.t) \\ &+E_S^{*}(x,y,z_0).E_R(x,y,z_0).\exp(-i2\pi.\delta f.t) \end{aligned} \quad [76\ .6]$$

يتم استخلاص الإشارة وإزالة التعديل وذلك بتسجيل N شكل تداخل خلال الدور من δf. من أجل $N = 4$ شكلاً للتداخل في أوقات t_n بحيث:

$$t_{n+1} = t_n + \frac{n}{4\delta f} \quad [77\ .6]$$

يمكن الحصول على حقل الإشارة بطبيعة الحال عليه بواسطة نفس التركيب الخطي الذي كان قد استخدم في هذه التقنية ذات الأربعة أطوار:

$$\begin{aligned} &\left(I(x,y,t_0)-I(x,y,t_2)\right)+i\left(I(x,y,t_1-I(x,y,t_3)\right) \\ &=4.E_S(x,y,z_0).E_R^{*}(x,y,z_0)\exp(-i2\pi2\pi..\delta f_0) \end{aligned} \quad [78\ .6]$$

وبمزامنة عملية تسجيل أشكال التداخل وتعديل الإشارة , يمكن عندها إهمال حد الطور الكلي الثابت وحقل الإشارة من أجل موجة مرجعية مستوية هو:

$$\begin{aligned} &E_S(x,y,z_0)\propto \\ &\left(I(x,y,\delta t_0)-I(x,y,\delta t_2)\right)+i\left(I(x,y,\delta t_1)-I(x,y,\delta t_3)\right) \end{aligned} \quad [79\ .6]$$

هذه التقنية هي في الواقع معممة من أجل الكشف المترابط الهايتروديني لإشارة ضوئية في مصفوفة كواشف. كل كاشف من هذه المصفوفة يتم وبالتوازي مع

الكواشف الأخرى عملية الكشف الهايتروديني للحقل في النقطة (x,y)، ولهذا فإن تقنية الهولوغرافيا الرقمية تطورت على هذا المبدأ في قياس الحقل ومع انزياح في التردد في الموجة المرجع وكذلك تردد الإشارة قد سميت الهولوغرافيا الهاترودينية. استخدام الكاشف الاكتروني ذي المصفوفة قد سمح إذاً بالحصول على البطاقة لحقل الإشارة $E_S(x,y,z_0)$ بدءاً من قياس شكله التداخلي مع موجة المرجع وبحذف المركبات التشويشية. ومع ذلك يجب الأخذ بالاعتبار أن إجراء القياس (أياً كانت التقنية المستخدمة: الهولوغرافيا الرقمية في المحور أو خارج المحور) يتم بكاشف ذي مصفوفة منفصل.

6. 7. 4. 3 مفاعيل التشطير على الهولوغرامات الرقمية

حتى الآن، لم يأخذ في الحسبان تجزئة شكل التداخل بواسطة كاشف مصفوفي. في الهولوغرافيا التقليدية، باعتبار أن كون توزع حبيبات الحساسة للضوء على الفيلم عشوائياً يصبح من العسير التكييف وبشكل كامل لمفعول التجزيء. في الهولوغرافيا الرقمية توزع الكواشف دوري وبأبعاد محددة وهذا ما يسمح بتعريف حدود الكشف الهولوغرافي بشكل كامل. سيعتبر هنا مفعول التجزئة من أجل كاشف مصفوفي مربع يتألف من $N\times N$ كاشف بقياس $d\times d$. وكل كاشف صغير يدعى بيكسيل pixel من الكاشف المصفوفي. سنقتصر هنا على دراسة تجزئة شكل التداخل بين موجة مرجعية مستوية E_R و موجة إشارة معينة E_S. يوجد مفعولين منفصلين يجب اعتبارهم عند تقطيع شكل التداخل بواسطة الكاشف المصفوفي: التقطيع والجمع بالبيكسل. وهذين المفعولين يمكن أن يدرسا بشكل منفصل .

6. 7. 4. 3. 1 التشطير بالبيكسل النقطية

نعتبر بدايةً أن الكواشف المصفوفية في مصفوفة الكشف تكون نقطية متباعدة عن بعضها بمسافة d وفقاً للإتجاهات الافقية والعمودية. هكذا تكون بطاقة الشدة

المقاسة I_{mes} بواسطة الكاشف تساوي :

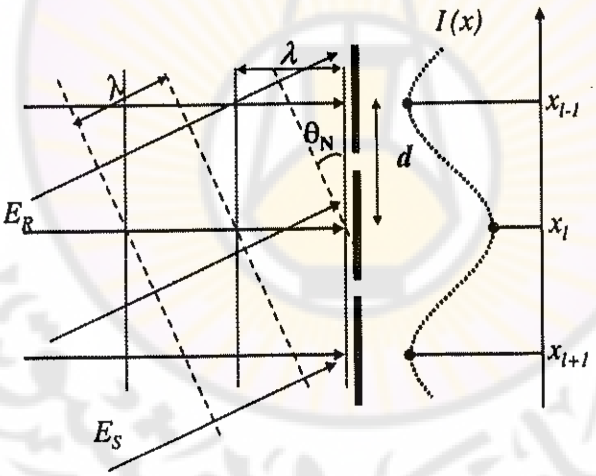
$$I_{mes}(l,m) = I(x,y).\delta(x - ld, y - md) \qquad [80 .6]$$

ولكي يقاس شكل التداخل بشكل صحيح , يجب أن تكون الشروط المخصصة بواسطة نظرية التقطيع متبعة ومحققة. أو بعبارة أخرى لا يجب أن يحتوي شكل التداخل على ترددات مكانية أعلى من التردد المكاني للنيكست (Nyquist) k_N والذي من أجل تقطيع مكاني ذي دورية d يعرف هكذا :

$$\frac{k_N}{2\pi} = \frac{1}{2d} \Rightarrow k_N = \frac{\pi}{d} \qquad [81 .6]$$

إن زاوية نيكست θ_N (الشكل (6. 27))الموافقة لزاوية قصوى بين بين اتجاه الموجة المرجعية وموجة الإشارة يمكن تعريفها بالعلاقة التالية :

$$\theta_N = \frac{k_N}{k} = \frac{\lambda}{2d} \qquad [82 .6]$$



الشكل (6. 27): نهاية وحدود التشطير مع كاشف مصفوفي منفصل حيث d المسافة بين بيكسلين متتاليين.

إذا لم يملك شكل التداخل $I(x,y)$ أية مركبة ترددات فراغية k أعلى من k_N فإن القياس بواسطة الكاشف المصفوفي تام وكامل. إن شرط التشفير المعبر عنه هنا في فراغ الترددات المكانية يعبر عنه في الفراغ الحقيقي بواسطة شرط على

تغير الطور لشكل التداخل من بيكسيل إلى أخرى والتي يجب أن تبقى أصغر من π.

6. 7. 4. 3. 2 حدود شدة التحليل في الهولوغرافيا الرقمية

وبالأخذ بعين الاعتبار للقياس المنفصل لشكل التداخل بواسطة الكاشف الإلكتروني. يبدو واضحاً أن الهولوغرامات الرقمية لا تستطيع أن تسجل بشكل صحيح إلا حقول الاشارة E_S التي تردداتها الفراغية k_S تكون محدودة.

إن المنطقة من فراغ الترددات المكانية الموافقة لكاشف خطوته d تكون معرفة حول التردد المكاني لموجة المرجع k_R بالعلاقة التالية:

$$-\frac{\pi}{d} \geq k_S - k_R \geq \frac{\pi}{d} \qquad [83 .6]$$

في حالة الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور توجد عندها علاقة تربط بين التردد المكاني للموجة المرجع k_R والتردد المكاني الأعظمي لموجة الاشارة Δk_S في الأماكن التي تم اكتساب شكل تداخل واحد فيها، هذه العلاقة هي نفسها في الهولوغرافيا الكلاسيكية وتؤدي إلى حد على الترددات المكانية للإشارة وهي:

$$\frac{\pi}{4d} \geq \Delta k_S \geq 0 \qquad [84 .6]$$

وعلى العكس، في حالة الهولوغرافيا الرقمية على المحور, فإن اتجاهات انتشار الاشارة والمرجع يمكن أن تكون متطابقة $(k_R = 0)$. والتحديد الوحيد على الترددات المكانية لموجة الاشارة تعطى بالعلاقة التالية :

$$\Delta k_S = \frac{\pi}{d} \qquad [85 .6]$$

حيث Δk_S التردد المكاني الفراغي الأعظمي للإشارة المقاسة لا يتوقف إلا على شدة التحليل الذاتية للكاشف المصفوفي المستعمل. لذلك كما في الهولوغرافيا الكلاسيكية، الهولوغرافيا الرقمية خارج المحور لا تستخدم إلا جزأً ضعيفاً من

إمكانيات التحليل من حامل التسجيل. والهولوغرافيا المنطبقة على المحور والتي تستخدم بشكل كبير هذه الامكانيات يبقى التحليل فيها عند التسجيل محدوداً بالكاشف المستعمل.

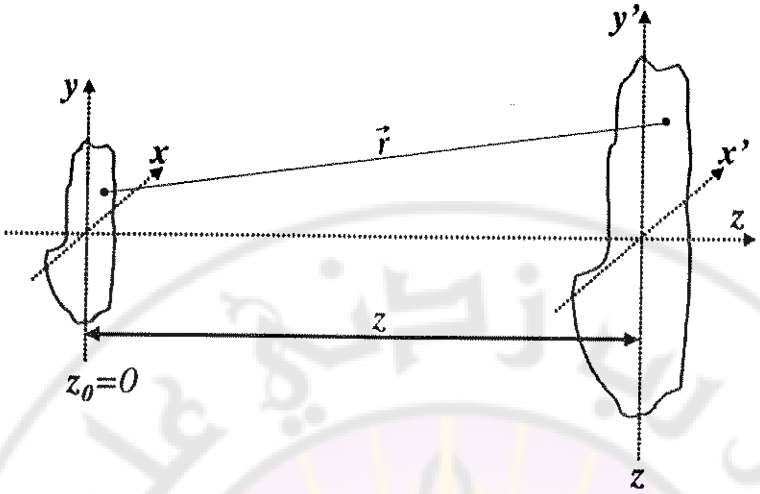
6. 7. 4. 4 تشكيل الصور في الهولوغرافيا الرقمية

معالجة الهولوغرام الرقمي تسمح بمعرفة البطاقة المنفصلة لحقل الاشارة في مستوي الكشف $E_s(l,m,z_0)$. يوجد فرق بين الحقل الفيزيائي الحقيقي في مستوي الكاشف $E_S(x,y,z_0)$ والحقل المعاد بناءه بواسطة الهولوغرام الرقمي. في البداية لأن القياس للهولوغرام قد تحدد بسطح الكشف $Nd \times Nd$ بعدد نقاط التشطير $N \times N$ المحددة. بالإضافة، حقل الاشارة قدتم ترشيحه بشكل زاوي وهذا حتى لم يشغل أي ترشيح فراغي بشكل تجريبي وذلك من فعل تكامل شكل التداخل بواسطة البيكسيلات pixeles.

في الهولوغرافيا الكلاسيكية الصورة الوهمية للجسم المدروس يتم الحصول عليها بالانتشار الفيزيائي للحقل الهولوغرافي المحصول عليه عند طور قراءة الهولوغرام. في الهولوغرافيا الرقمية، يلزم تمثيل و بشكل رقمي انتشار الحقل المعاد بناءه وحتى مستوي الشكل (x',y',z_1) للحصول على صورة واضحة للجسم. هذا التمثيل الرقمي للانتشار في الفراغ الحر ينتج من صيغ معروفة لانتشار حقل معروف.

6. 7. 4. 4. 1 نمذجة انتشار الحقل

صيغة انعراج رايلي – سمرفيلد Rayleight - Sommerfeld تسمح بحساب قيمة حقل واقع في كل الفراغ على مسافة z (الشكل (6. 28)) في المستوي الذي يعرف فيه هذا الحقل وباعتبار أن مستوي الكاشف هو المستوي الأصل $z_0 = 0$، فإن قيمة حقل الاشارة في مستوي الجسم الواقع على مسافة z نحصل عليه كمايلي:



الشكل (6. 28): انتشار حقل منعرج

$$E_s(x',y',z) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} h(x'-x, y'-y, z).E_s(x,y,0).dxdy \quad [86 .6]$$

الانتشار من النقطة المتحركة $M(x',y',0)$ من الكاشف وحتى النقطة $M'(x',y',z)$ من الجسم يعطى بالتابع h:

$$h(x'-x, y'-y, z) = \frac{1}{i\lambda}.\left(\frac{\exp(ikr)}{r}\right).\cos(\vec{Z}.\vec{r}) \quad [87 .6]$$

وحيث r نصف قطر الانتشار الحقل والمعرف كما يلي:

$$|\vec{r}| = r = \sqrt{z^2 + (x'-x)^2 + (y'-y)^2}\, z.\sqrt{1 + \left(\frac{x'-x}{z}\right)^2 + \left(\frac{y'-y}{z}\right)^2}$$

[88 .6]

6. 7. 4. 4. 2 تشكيل الصور

إن عبارة h معطاة من أجل حقل ضوئي سلمي . يجب الملاحظة أن h لا تتوقف إلا على المواضع النسبية للنقاط M و'M مما يبين الانتشار وكأنه جداء التفاف convolution على بعدين وفقاً للاتجاهات x , y.

أ. نمذجة ذات متحولتي فوريية :

في معادلة الانتشار [6. 86] جداء الالتفاف بين نواة الانتشار و حقل الاشارة في مستوي الكاشف في الفراغ الحقيقي يعادل جداء بسيط في فراغ فوريية :

$$E_S(k_x,k_y,z)=\tilde{h}(k_x,k_y,z).\tilde{E}_S(k_x,k_y,z=0) \qquad [89\ .6]$$

وحيث $\tilde{h}$ و $\tilde{E}$ هم متحولات فوريية لكل من h و E بالتسلسل، في الحالة التي يكون فيها z كبيراً بشكل كاف أمام أبعاد الجسم يمكن اعتبار ميول الحقل المنعرج تبقى ضعيفة $(\cos(\vec{z}.\vec{r})\cong 1)$ وأن قيمة r تبقى مختلفة قليلاً في معامل التوازن، هذا الفرض يسمح بتبسيط العبارة التحليلية لنواة الانتشار h كمايلي:

$$h(x'-x,y'-y,z)=\frac{1}{i\lambda z}.\exp(ikr) \qquad [90\ .6]$$

وبإجراء نشر نصف قطر الانتشار حول الزوايا الصغيرة، فإن صيغة لها الشكل البسيط التالي: [6. 91]

$$h(x'-x,y'-y,z)=\frac{\exp(ikz)}{i\lambda z}.\exp\left(i\frac{k}{2z}\left[(x'-x)^2+(y'-y)^2\right]\right)$$

والتي تصبح متحولة فوريية لها وفق المحاور x وy تكون تحليلياً :

$$\tilde{h}(k_,k_y,z)=\exp(i.kz)\exp\left(-.z\frac{k_x^2+k_y^2}{2k}\right) \qquad [92\ .6]$$

في هذه الافتراضات فالنواة العقدية $\tilde{h}$ لها قيمة تساوي الواحد ولا تقوم إلا بتغيير صحيح للطور وهذا ينتج من انحفاظ الطاقة لأن الموجة المستوية التي توافق مرلبةً من فراغ الأطوار المكانية لم تمتص لكنها بشكل بسيط غيرت طورها عند انتشارها. ومن أجل انتشار وفق المحور z تنعدم عبارة الطور التربيعي ويبقى فقط تغيير الطور الكلي exp(i.kz) المنتظر. أما الحقل في مستوي الجسم في الفراغ الحقيقي فيعطى بـ:

$$E_S(x,y,z)=\frac{1}{4\pi^2}\exp(ikz)\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\widetilde{E}_S(k_x,k_y,z=0).$$

$$\exp\left(-i.z\frac{k_x^2+k_y^2}{2k}\right)\exp(i.(k_x x+k_y y))dk_x.dky \qquad [93\ .6]$$

هذه المسألة تصف بشكل كامل الانتشار بزوايا صغيرة شريطة تذكر أن $\widetilde{E}_S(k_{x,},ky,z=0)$ تم الحصول عليه من الحقل المقاس في مستوي الكاشف بتحول فورييه. تم الحصول على المعادلة السابقة [6. 93] $\widetilde{E}_S(x,y,z)$ باستخدام تقريب الزوايا الصغيرة أو تقريب فرينل والذي يقتضي الشرط التالي على المسافة z بين مستويي إعادة البناء:

$$z^3 >> \frac{4\pi}{\lambda}\left|(x'-x)^2+(y'-y)^2\right|_{max}^4 \qquad [94\ .6]$$

أبعاد وحجم الجسم المدروس يجب أن تتوقف مباشرةً على المسافة بين الجسم والكاشف المصفوفي. ورغم ذلك، وبالاخذ بعين الاعتبار التحديدات الزاوية على الحقل المقاس بواسطة الكاشف المصفوفي المقدم ذكره في الفقرة السابقة، في حالة انتشار الحقل المعاد بناءه بالهولوغرام الرقمي فتقريب بالزوايا الصغيرة يكون محققاً مهما كانت المسافة z بين مستوي الكاشف والجسم.

ب. نشر الحقل في أمواج مستوية

كما أن حقل الاشارة E_S هوالحقل الضوئي الذي ينتشر في الفراغ، يمكن أن يوصف كمجموع أمواج مستوية: [6. 95]

$$E_S(x,y,z)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}dk_x\int_{-\infty}^{+\infty}\widetilde{E}_S(k_x,k_y)\exp(ik_z z)\exp(i(k_x x+k_y y))dk_y$$

$E_S(k_x,k_y)$ تمثل الوزن للمركبة (k_x,k_y,k_z) وقد فصل معامل الطور الطولاني $\exp(ik_z z)$ عن معامل الطور العرضاني لكي يبين تماثل هذه مع المعادلة السابقة.

6. 7. 5 نظام الهولوغرافيا الهايترودينية

التغيير الزمني لشكل التداخل في الهولوغرافيا الهايترودينية بين الموجة المرجع والموجة الإشارة يمكن الحصول عليه بواسطة الانزياح في التردد بين هاتين الإشارتين.

6. 7. 5. 1 الكشف الهايترودينى بواسطة كاميرا CCD

الكاشف المصفوفي المستعمل هو كاميرا CCD والتي تقدم المحسنة أن لها عدد كبير من خلايا البيكسيلات pixels لكن لكاميرة الفيديو هذه مع ذلك العيوب وهي أن لها تردد اكتساب نسبياً ضعيف وهذا يقتضي اتمام كشفاً هايترودينياً للإشارة على الترددات المنخفضة.

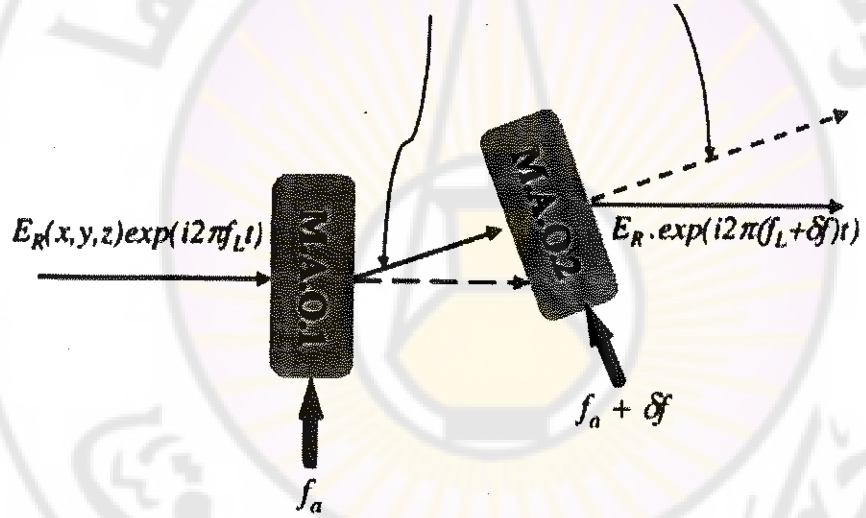
6. 7. 5. 1. 1 تعديل تردد منخفض لموجة ضوئية

تردد الاكتساب f_I للكاميرا CCD يحدد تردد التعديل لشكل التداخل لأنه يقرر المدد الزمنية t_n لفك تعديل الإشارة. أيضاً، عندما يتم أخذ أربعة أشكال تداخل بدور التعديل الواحد، فإن الإنزياح في التردد بين الإشارتين يكون ثابتاً على:

$$\delta f = \frac{f_I}{4} \qquad [96 .6]$$

وهذا مايعني أن هذا الإنزياح في التردد ضعيف جداً، ومن مرتبة عشرات الهيرتزات. وتستخدم بشكل عام المعدلات الصوتية - الضوئية لأجل إحداث انزياح في التردد للموجة الضوئية فهي تسمح بالحصول على انزياحات في التردد بعدة عشرات من الميغا هيرتز. كون مبدأ التعديل قرينة الانكسار الضوئية لبلورة بواسطة موجة صوتية جيبية ترددها f_a بطريقة نحصل فيها على شبكة انعراج. عندما نضيء المعدل الصوتي – الضوئي، نحصل على عدد مختلف من مرتبات الانعراج توافق الشبكة المطبوعة. إن شبكة الانعراج

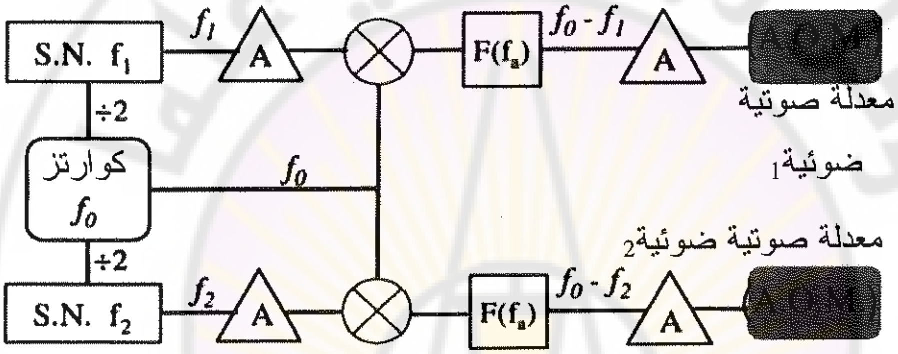
المتشكلة من الموجة الصوتية المحقونة في المعدل الصوتي – الضوئي تتحرك في البلورة بسرعة بطيئة جداً بالنسبة لسرعة انتشار الموجة الضوئية ويكون تردد الضوئي للحزم المنعرجة منزاحاً بفعل ظاهرة دوبلر. توافق الرتبة (0) للانعراج الموجة التي لم ينزاح ترددها أما الرتب (1) و (1-) توافق أمواجاً منزاحة في التردد بالنسبة للموجة الواردة وبالتسلسل من f_a و $-f_a$ والرتب الثانوية للانعراج هم أيضاً منزاحين في التردد بكمية $2f_a$ و $-2f_a$. ومن أجل إزاحة تردد موجة ضوئية بعدة هيرتزات بشكل دقيق جداً، فمن الضروري استعمال معدلين صوتيين - ضوئيين (الشكل (6. 29)) واللذين يزيحان تردد الموجة بالتسلسل بـ f_a ثم ب $-f_a+\delta f$.



(الشكل (6. 29): استخدام معدلين صوتيين ضوئيين لإزاحة تردد الموجة الضوئية بـ δf)

ولكي يتم بناء حقل الاشارة الضوئية العقدي بدقة، من المهم أن يكون تردد التعديل δf مساوياً بالضبط ربع من f_I المعادلة [6. 96]. وباعتبار تردد الاكتساب للكاميرا ثابت ولا يتغير خلال الزمن، لذا يلزم اصطناع موجتين صوتيتين والتي ستقود كل منهما معدل صوتي - ضوئي بحيث يبقى الفرق في التردد بدقة δf. ولأجل ذلك يجب تحقيق نظام قيادة دقيق للمعدلات الصوتية -

الضوئية مستعملاً مصطنعات رقمية لهذه التجربة. يمثل (الشكل (6. 30)) المبدأ العام لهذا النظام وبدأ من كوارتز وحيد ,عاملاً على تردد f_0 يصطنع بواسطة مصطنعين رقميين موجتين صوتيتين ترددهما f_1 و f_2 بحيث أن $f_1 - f_2 = \delta f$. هاتان الموجتان تضخمان ثم تمزجان مع موجة المرجع . نحصل على إشارتين تحتويان كل التوافقيات : $\pm mf_0 \pm nf_{1,2}$ نرشح هذه الاشارات حول التردد $f_0 - f_{1,2}$ والذي يوافق التردد الأمثل لقيادة المعدلات الصوتية –الضوئية f_a.



الشكل (6. 30): نظام قيادة المعدلات الصوتية - الضوئية

تضخم هذه الاشارات قبل أن تحقن بالمعدلات الصوتية - الضوئية. ومبدأ الاصطناع المستخدم بواسطة المصطنعين الرقميين يحرض فرقاً صغيراً في الترددات الناتجة وعلى الأكثر تساوي :

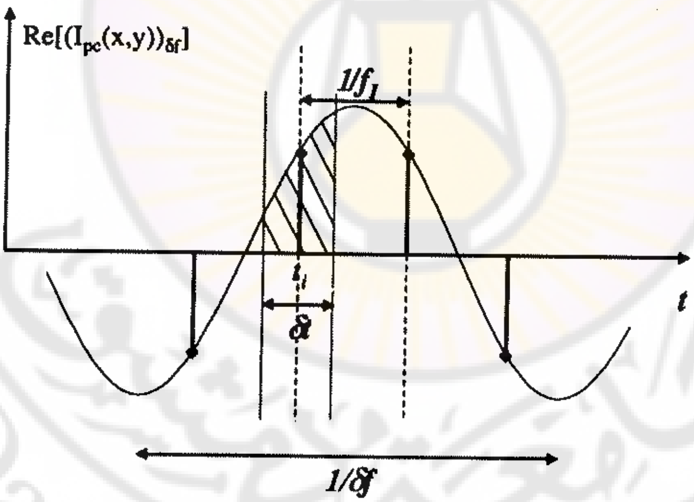
$$\varepsilon = \frac{f_{Synt}}{2^N} \qquad [97 .6]$$

وحيث f_{Synt} تردد الميقاتية للمصنعات الرقمية و N هو عدد البيتات التي يكود عليها التردد المصطنع . إن تردد صورة الكاميرا المستخدمة هي هو $f_I = 25Hz$ وهو يفرض تردد للمعدل من $\delta f = 6.25Hz$. والكوارتز المستخدم يعمل على تردد $f_0 = 90MHz$ والتردد الأمثل لقيادة المعدلات الصوتية - الضوئية هي $f_a = 80MHz$ وترددات المواج المصطنعة هي

المعدل الصوتي- الضوئي الأول $f_1 = 10MHz$ و $f_2 = 10MHz - 6.25Hz$ يستخدم بحيث يزيح الموجة ذات التردد 80MHz والثاني من $80MHz + 6.25Hz$ – والاشارة الناتجة على مخرج المعدل الصوتي – الضوئي الثاني فهي تكون منزاحة ب 6.25Hz بالنسبة لاشارة الموجة المرجعية . الخطأ 2ε المرتكب في انزياح التردد في هذه الحالة هو من $6,4.10^{-7}$ Hz طالما استعملنا اثنان من STELL1173 يملكان 48bits من الترميز وتردد الميقاتي يساوي نصف تردد الكوارتز المرجع وهو 45MHz.

6. 7. 5. 1. 2 فعالية الكشف بواسطة التعديل الترددي

يجب أن يأخذ التعديل الترددي δf بواسطة كاميرا CCD بعين الاعتبار التكامل الزمني للإشارة من أجل كل بيكسيل pixel. فالاشارة تتغير خلال الزمن بشكل جيبي (الشكل (6. 31)).



الشكل (6. 31): التكامل الزمني لإشارة التداخل.

عندها تكامل الإشارة خلال زمن δt. ويعطى القسم المعدل بالتردد δf للشدة المقاسة من شكل التداخل خلال زمن القياس هذا بـ:

$$(I)_{\delta f}(x_1, y_m t_i) = \left(E_S(x_1, y_m, z_0).E_R^*(x_1, y_m, z_0)\right).$$
$$\frac{1}{\delta t}\int_{t_i-\delta t/2}^{t_i+\delta t/2} \exp(i2\pi.\delta f.t)dt \qquad [98 .6]$$

وبنشر هذه العبارة يؤدي لظهور معامل السعة k الذي يمكن التعبير عنه بالشكل التالي: [6. 99]

$$(I)_{\delta f}(x_1, y_m, z_0) = .(E_S(x_1, y_m, z_0).E_R^*(x_1, y_m, z_0)).k.\exp(2\pi.\delta f.t_i)$$

حيث:

$$k = \mathrm{sinc}(\pi\delta t.\delta f) \qquad [100 .6]$$

وفي الحالة المثالية k=1 حيث δt تساوي الصفر. أما من أجل الزمن الأعظمي أي عندما تساوي الفترة بين اكتسابين متلاحقين $1/(4\delta f)$ في هذه الحالة $k = 0.90$ وتبين هبوط الفعالية في كشف الإشارة بمقدار % 10 بالنسبة للحالة المثالية . وباعتبار الميقاتية الداخلية مختلفة عن تلك المستعملة فمن أجل اصطناع وبشكل رقمي الترددين القائدين المعدلين الصوتيين - الضوئيين، يمكن أن يوجد متفرع بطيء للتردد δf بالنسبة لتردد الاكتساب. يتوقف طور الإشارة المقاسة أيضاً الطور الكلي المرتبط بلحظة t_0 لاكتساب الصورة الأولى. هذا الاختلاف الكلي في الطور لموجة الإشارة يختلف من قياس لآخر إن لم يجعل تزامن بين الكاميرا والمصطنعين الرقميين. بدى لنا أنه من الملائم أن نضع شكلاً أخر من معدلات موجات الإشارة والمرجع والتي ستسمح بتجاوز هذه المشاكل وأن نجرب تقنية جديدة للتعديل مستخدمين نفس المعدلات الصوتية - الضوئية.

6. 7. 5. 1. 3 تعديل الطور لشكل التداخل

لقد طورت منظومة تعديل الطور لشكل التداخل لتستخدم المعدلين الصوتيين - الضوئيين. كما كل موجة ضوئية منعرجة بمعدل صوتي - ضوئي لها طور كلي والذي يتوقف على طور الموجة الصوتية التي تقود , لا يعود التردد بين

الموجتين الصوتيتين قائداً لـــ AOM_1 و AOM_2 الذي يقــود ولكــن فــرق طوريهما . نحافظ على الشكل التجريبي الظاهر في الــشكل (6. 19). يوافــق موجة الإشارة المرتبة 0 لانعراج الحزمة الواردة بالمعــدل AOM_1 وطورهــا يتوقف على طور الموجة الصوتية Φ_1 وسعتها $A_1(t)$ التــي تقــوده. تعــاني موجة المرجع كما في السابق انعــراجين متتــاليين بكــل مــن AOM_1 ثــم AOM_2. وطورها الكلي يتوقف على Φ_2، طور الموجــة الــصوتية $A_2(t)$ القائدة للمعدل AOM_2، ترتب الأمور لكي يكون الانزياح في التردد النهــائي مساوياً للصفر $(\delta f = 0)$.

يمكن أن نكتب كل موجة صوتية كما يلي :

$$A_{1,2}(t) = \exp[i.(2\pi f_a t + \Phi_{1,2})] \qquad [101 .6]$$

وباعتبار أن طوراً Φ_1 ثابتاً وأن طوراً Φ_2 متغير خلال الزمن , فالشدة المقاسة لشكل التداخل بين تلك الموجتين تتوقف على الزمن وفقاً للعلاقة التالية :

$$\begin{aligned} I(x,y,t) &= I_S(x,y) + I_R(x,y) \\ &+ E_S(x,y,z_0).E_R^*(x,y,z_0).\exp(i(\Phi_1 - \Phi_2(t)) \\ &+ E_S^*(x,y,z_0).E_R(x,y,z_0).\exp-i((\Phi_1 - \Phi_2(t))) \end{aligned} \qquad [102 .6]$$

وفرق الطور يعطى بـــ:

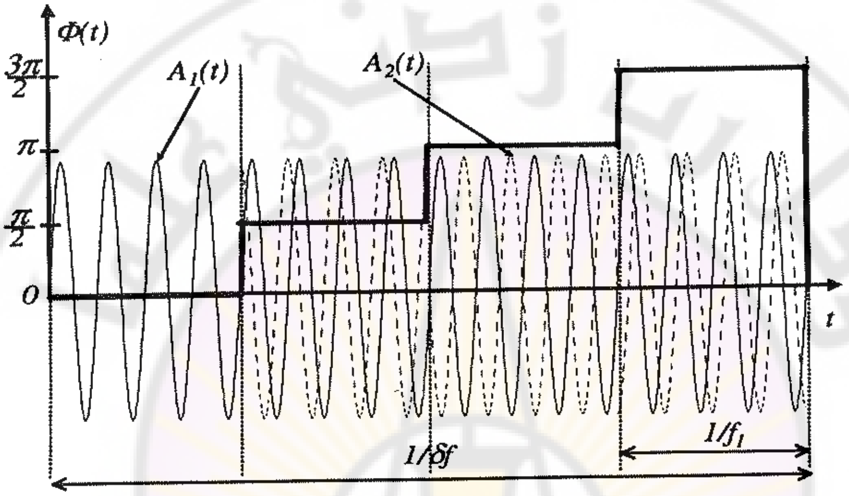
$$\Phi(t_n) = \Phi_1 - \Phi_2(t_n) \qquad [103 .6]$$

وبالتالي:

$$\Phi(t_{n+1}) = \Phi(t_n) + \frac{\pi}{2} \qquad [104 .6]$$

ولكي تكون كفاءة الكشف عظمى مهما كان زمن تكامل الكاميرا يجب أن يبقــى فرق الطور $\Phi(t)$ ثابتاً خلال اكتساب كامل السطر. لذلك يلزم انجاز تعديل طور للموجة الصوتية $A_2(t)$ بعتبات عرضها يتناسب مع δf المعرف سابقاً وكأنــه $1/4$ من تردد الاكتساب الشكل (6. 32).

إنه من الممكن الحصول على تعديل الطور للأمواج الصوتية وذلك بواسطة نظام الكتروني مشابه لذلك المستخدم لأجل توليد فرقاً ضعيفاً في التردد (أنظر الشكل (6. 30)) وذلك لأن المصطنعين الرقميين المستخدمين تسمح وبنفس الوقت برمجة التردد وطور الموجة المصطنعة.



الشكل (6. 32): مخطط التعديل للطور النسبي لموجتين صوتيتين

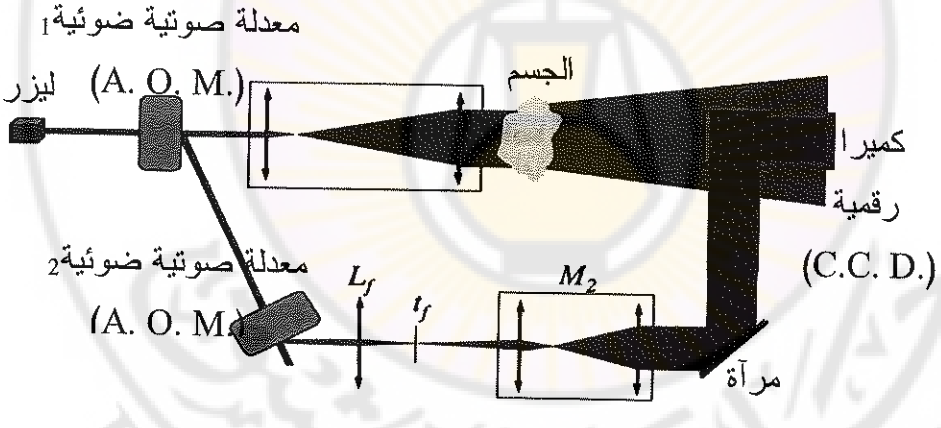
ورغم ذلك في هذا التركيب، فإن كلى المصطنعين الرقميين يعملان على نفس التردد f_a، وليكن 10MHz فيتجربتنا. ولكل أخذ بواسطة بطاقة الصورة، طور الموجة المصطنعة لأجل المعدل AOM_2 تكون مبرمجة وفق القيمة المرادة. نزامن هكذا مع الكاميرا التعديل الزماني لشكل التداخل، مع زيادة فعالية الكشف.

6. 7. 5. 2 المخطط التجريبي العام

تتركب جملة الهولوغرافيا من عدة مجموعات وظيفية وتؤدي لتسجيل رقمي لحقل ضوئي. القسم الأول يوافق التركيب التجريبي، الذي يسمح بتسجيل شكل التداخل المقاس. وهو عبارة عن مقياس تداخل له خواص ومواصفات خاصة تسمح له بتجاوز الحدود الزاوية في الكشف بواسطة الكاميرا CCD التي تجزيء الحقل.

6. 7. 5. 2. 1 تشكيل مقياس التداخل

لكي نشكل مخطط لشكل التداخل بين موجة الاشـــارة وموجـــة المرجـــع، فـــإن المخطط العام للجملة الهولوغرافية الهايترودينية , المقدمة في (الشكل (6. 33)) هو عبارة عن مقياس تداخل ماخ- زيندر. حزمة أشعة الليزر تقسم إلى حزمـــة الاشارة وحزمة المرجع وذلك بواســـطة المعـــدل الـــصوتي -الـــضوئي الأول AOM_1: الحزمة الموافقة للمرتبة الصفرية للإنعراج يمكن استخدامها كحزمـــة إضاءة للجسم المدروس لأنها ليست منزاحة في التردد. يـــسمح هـــذا التركيـــب بتجنب أي فقد في الطاقة بالنسبة للحزمة الواردة. في الواقع، وحتـــى لوكانـــت كفاءة الانعراج في المعدل الصوتي - الضوئي الأول ضعيفة وبشكل نمـــوذجي فإن % 20 من طاقة الموجة الواردة تنتقل على الرتبة (1-) للانعراج ويبقى 80 % من طاقة الموجة الواردة يستخدم من أجل توليد الإشارة المدروسة.



الشكل (6. 33): المخطط التجريبي العام

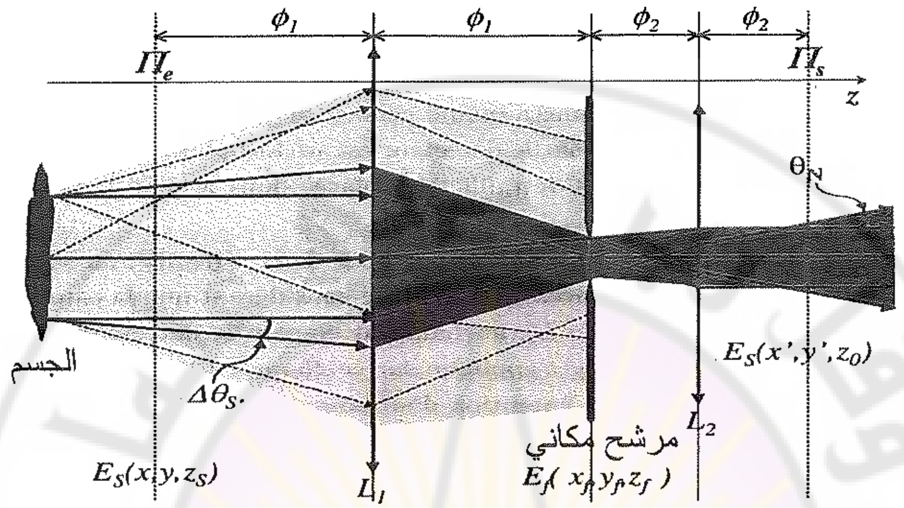
يعرض مقطع حزمة الإشارة بواسطة جملة العدستين M_1. فـــي الحالـــة التـــي يستخدم نظام الهولوغرافي الهايتروديني بالنفوذ يوضع الجـــسم علـــى الطريـــق الضوئي على منفذ الإشارة. وبالعكس، عندما يستخدم النظام بالانعكـــاس، فـــإن نظاماً إضافياً مشكلاً من مرايا من أجل حرف الحزمة. إشارة موجـــة المرجـــع

توافق مرتبة الانعراج (1) بالمعدل AOM_2 ومن الرتبة (-1) من انعراج المعدل AOM_1 و ذلك من أجل حذف التشوهات المتولدة من جراء المرور مرتين في بلورات المعدلات إن نظام ترشيح مكاني مركب من عدسة L_1 ومن ثقب دائري دقيق جداً t_f موضوع في مستويها المحرقي، ومدخل على طريق موجة الإشارة. وكذلك موجة الإشارة مرشحة ومقطعها معرض ومقوم لتصحيح موجة مستوية بواسطة جملة العدسات M_2 والتي تكون منزاحة قليلاً عن المحرق من أجل مكافئة الإنحناء المدخل بواسطة العدسة L_f. يتوقف القطر الأصغر لحزمة المرجع على طول القطر السطح الفعال في الكشف للكاميرا، وليكن يشكل نموذجي 8 mm للكاميرا CCD المستخدمة. نظام ضبط لطاقة الموجة الصوتية أدخل في المعدلة AOM_2 يسمح بتنظيم سعة موجة المرجع لكي يتواجد بالحالة المثلى لكشف الإشارة، كأن تكون هذه شديدة أو ضعيفة فإن حزمة الإشارة وحزمة المرجع تمتزجان عند سطح الكاشف على المكعب اللامقطب C. ويمكن تسجيل شكل التداخل هذا بواسطة الكاميرا CCD الموضوعة خلف المكعب، بالرغم من ذلك، فإن الأبعاد المحدودة للبيكسيلات المنفصلة للكاميرا تحد من قياس الإشارة إلى مخروط زاوي معرف كما في الفقرة (6. 7. 4. 3). ومن أجل إجراء قياس دقيق لشكل التداخل , فإن جزء الإشارة التي تردداتها المكانية تحقق شرط التواء الطرفي المعادلة [6. 81] تصيب الكاشف. ولهذا تم إدخال نظام ترشيح للترددات المكانية بين الجسم المدروس والكاشف في جملة الهولوغرافيا الهايترودينية. حققت هذه الهولوغرافيا الهيترودينية في البداية باستخدام منبع ليزري من نوع هيليوم – نيون ($\lambda = 633nm$). ويمكن إجراؤها باستخدام ليزر لأشعة تحت الحمراء.

6. 7. 5. 2. 2 وصف التركيب التجريبي لمرشح الترددات المكانية

لتحديد الترددات المكانية للإشارة يوضع ثقب دائري صغير ملائم في المحرق

العدسة. لكي يصبح الحقل المقاس في الفراغ الحقيقي، يجب استخدام عدسة ثانية لتشكل جملة مع الأولى أنظر الشكل (6. 34).



الشكل (6. 34): مرشح الترددات المكانية

يعتبر حقل الإشارة $E_S(x,y,z_S)$ كحقل صادرمن الجسم في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة الأولى وليكن على مسافة $D=\phi_1$ منها. و بأخذ الحقل $E_f(x_f,y_f,z_f)$ في مستوي ترشيح الترددات المكانية، يوافق تماماً متحولة فورييه لحقل الإشارة وفق المعادلة التالية:

$$E_f(x_f,y_f,z_f)=\tilde{E}_S\left(\frac{x_f}{\lambda\phi_1},\frac{y_f}{\lambda\phi_1},z_S\right) \qquad [105\ .6]$$

وبإهمال في البداية ثقب الترشيح، فالعلاقة بين حقل الإشارة $E_S(x',y',z_0)$ في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة الثانية L_2 والحقل في المستوي المحرقي لـ L_2 يكتب بالشكل التالي:

$$E_f(x_f,y_f,z_f)=\tilde{E}_S\left(\frac{x_f}{\lambda\phi_2},\frac{y_f}{\lambda\phi_2},z_0\right) \qquad [106\ .6]$$

وبما أن المستويات المحرقية للعدستين متطابقين , نستخلص منها العلاقة

التقليدية بين الحقل على المدخل (في المستوي Π_e) والمخرج (في المستوي Π_s) في الجملة المتمحرقة :

$$E_S(x',y',z_0)=E_S\left(x'\frac{\phi_1}{\phi_2},y'\frac{\phi_1}{\phi_2},z_S\right) \qquad [107 .6]$$

تظهر هذه المعادلة التكبير M من العدستين المتمحرقتين L_1 و L_2 المعرفتين بهذه العلاقة:

$$M=\frac{\phi_1}{\phi_2} \qquad [108 .6]$$

من المفيد أن نلاحظ أنه بدون ترشيح للترددات الفراغية، الحقل في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة الأولى L_1 وهو مساوي تماماً و بالضبط للحقل في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة الثانية L_2 بتقريب معامل التكبير M. نعتبر أن الجملة تتشكل من عدستين متمحرقتين وكاميرا عندما تقع هذه في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة L_2 وهذا ما يكافئ كاميرا الكاشف فيها مكبرا M مرة أي بنفس العدد من البيكسيل لكن البعد Md موضوع في المستوي الجسمي للعدسة L_1. وبوضع ثقب الترشيح في المستوي المحرقي للعدستين، يصطفي يشكل جيد المنطقة من فراغ الترددات المكانية. وباعتبار أن CCD كاميرا موضوعة في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة L_2 الحقل الواصل إلى الكاشف المصفوفي هو $E_S(x',y'z_0)$ وينطبق شرط الالتفاف الطرفي aliasing على هذا الحقل. يجب اصطفاء القسم من الحقل $\tilde{E}_S(k_x,k_y,z_0)$ الذي يحقق شرط الالتفاف الطرفي والذي يعود لاصطفاء القسم E_f الموافق. وعلى سبيل المثال من أجل الاتجاه الأفقي وهذا ما يعرف منطقة ذات عرض Δx_f من مستوي المرشح المكاني:

$$-k_N \le k_x \le k_N \Leftrightarrow 2\pi\frac{\Delta x_f}{\lambda\phi_2}=2k_N \qquad [109 .6]$$

وحيث k_N التردد لــ .Nyquist. ونستخلص منها حجــم وأبعــاد T_f لثقــب ترشيح الترددات المكانية في حالة ابعاد مربعات البيكسيلات d :

$$T_f = \Delta x_f = \Delta y_f = \phi_2 \frac{\lambda}{d} \qquad [110 .6]$$

من أجل بيكسيلات مربعة، ثقب الترشيح المكاني هو أيضاً مربع الشكل. المنطقة من فراغ الترددات المكانية قابلة للقياس قد عرفت كما لو أنهــا مركــزة علــى التردد المكاني للمرجع. في المخطط التجريبي المرجع بعد عبوره المكعــب C يصل عمودياً على الكاميرا CCD وفق محور الانتشار z الذي ينطبــق علــى المحور الضوئي للعدستين L_1 و L_2. ومن أجل إختيار القــسم مــن الاشــارة القابل للقياس يالكاشف المصفوفي، يجب تركيز ثقب الترشــيح ذي الأبعــاد T_f على المحور الضوئي للعدستين L_1 و L_2.

هكذا وبوضع ثقب الترشيح فإنه فقط يتم اصطفاء القسم من الإشارة التي اتجــاه انتشارها الوسطي متمركز على المحور z أنظر الشكل (6. 23) هو المختــار. المخروط الزاوي $\pm \Delta\theta$ للإشارة الواردة المكــشوفة حــول اتجــاه الانتــشار الوسطي مع المرشح المكاني هو :

$$\Delta\theta = \frac{T_f}{2\phi_1} = \frac{1}{M}\frac{\lambda}{2d} \Rightarrow \Delta\theta_s = \frac{1}{M}\theta_N \qquad [111 .6]$$

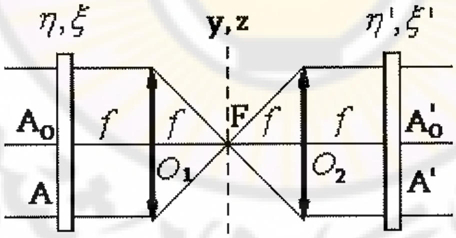
حيث θ_N هي زاوية Nyquist من أجل الكاشف ذي الأبعاد d. هــذا التقبــل الزاوي الذي يساوي زاوية Nyquis من أجل الكواشف ذات الأبعاد Md علــى توافق مع الفكرة التي تقول بأن الجملة متمحرقة والكاشف في مستوي المحــرق الجسمي للعدسة L_2 التي يمكن أن يستعاض عنها بكاشف أكبــر M مــرة فــي المستوي المحرقي الجسمي للعدسة L_1. وأخذاً بعين الاعتبار لخواص الجملــة المتمحرقة، نجد أن القسم من الإشارة المقاسة محدود بمخــروط زاويتــه θ_N معرفة بشرط الالتواء الطرفي حول اتجاه المرجع.

6. 7. 6 الهولوغرافيا وتمييز المعلومات

تستخدم المرشحات الهولوغرافية الصناعية والرقمية على نحـو أساسـي فـي المعالجة الضوئية للمعلومات، وقد أدى ذلك إلـى تطـور وتقـدم العديـد مـن الصناعات التي تعتمد على تلك المعالجـة. يمكـن الاسـتفادة مـن اسـتخدام الهولوغرام كمرشح في تمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي وإمكانية كـشف الفرق بين شكلين متشابهين.

6. 7. 6. 1 تمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي

تعتبر هذه التقنية مفيدة جدا في مجال المعالجة الضوئية للصور ومن الضروري فهم الآلية التي تقوم عليها هذه الطريقة، على سبيل المثال يمكن تمييـز إشـارة محددة من عدد من الإشارات، أو تحديد الإشارة المشابهة لها واكتشاف الفـرق فيما بينهما، حيث يمكن تطبيق ذلك في تحديد التشابه بين شكلين أحدهما أصيل والأخر مزور أو مقلد مشابه للأصيل بدرجة عالية. سيدرس فيما يلي أمكانيـة البحث عن حرف معين أو كلمة ما ضمن نص يحتوي على ذلـك الحـرف أو الكلمة، يبين الشكل (6. 35) الترتيب التجريبي المستخدم لتحقيق هذا الغرض.



الشكل (6. 35): الترتيب التجريبي لتمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي.

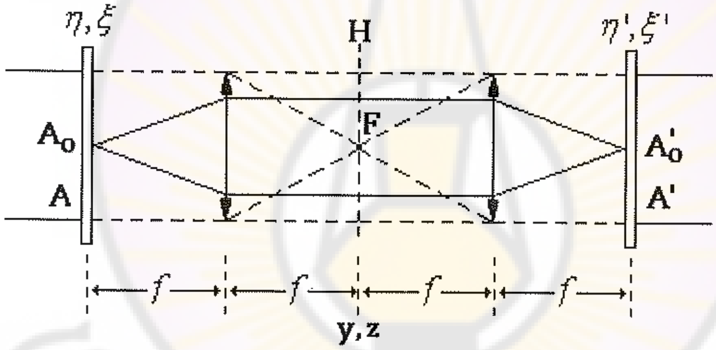
حيث يكون المستوي (η,ξ) هو المستوي المحرقي الجـسمي للعدسـة O_1 أمـا العدسة الأخرى O_2 فتوضع بحيث ينطبق المستوي المحرقي الجسمي لها علـى المستوي المحرقي الخيالي للعدسة الأولى وهو المستوي (y,z) لهذا يكون خيـال أي جسم موضوع في المستوي (η,ξ) واقعاً في المـستوي المحرقـي الخيـالي

للعدسة O_2 أي في المستوي (η',ξ'). وللقيام بعملية التمييز يجب اتباع الخطوات التالية (الشكل (6. 36)):

أولاً: يصنع هولوغرام للحرف أو الكلمة التي نبحث عنها ضمن النص و يوضع الهولوغرام في F (المستوي (y , z)).

ثانياً: يطبع النص على صفيحة أو فلم حساس، على شرط أن تكون الحروف شفافة على قاع أسود، وتوضع هذه الصورة مكان الجسم A أي في المستوي المحرقي الجسمي للعدسة O_1 وبالتالي فان تحويل فورييه له (طيف الجسم الموضوع في A) يقع في المستوي المحرقي الخيالي أي في المستوي .(y,z)

ثالثاً: تشاهد عملية التمييز في المستوي الخيالي 'A



الشكل (6. 36): الإعداد التجريبي لمرشح مكاني يستعمل لتمييز تفصيل معين ضمن جسم.

إن ما يشاهده في المستوي الخيالي يحدد أمكان تواجد الحرف أو الكلمة التي يراد إيجادها وهذا ينطبق أيضا على جميع الأشكال الأخرى. وللاستفادة من هذه المشاهدة، يجب التعرف على آلية التمييز بشكل مفصل فمثلاً لتمييز الحرف S ضمن نص يحتوي على هذا الحرف يجب صنع هولوغرام فورييه للحرف S، بالطريقة التي ذكرت سابقاً، ثم يوضع الهولوغرام (الذي يستعمل كمرشح مكاني) في المستوي المار من F (الشكل (6. 36)) بينما يوضع النص الحاوي على هذا الحرف في المستوي المار من A.

إن الحالات ممكنة لآلية التمييز في المستوي الخيالي 'A هي (الشكل (6. 37)):

أ- النص مؤلف من الحرف S فقط عندها تعطى سعة الموجة لهولوغرام فورييه مضاء بحزمة متوازية كما وجد سابقاً لها اتجاه الحزمة التي تم استخدامها لتسجيل البعد الثالث بالعلاقة:

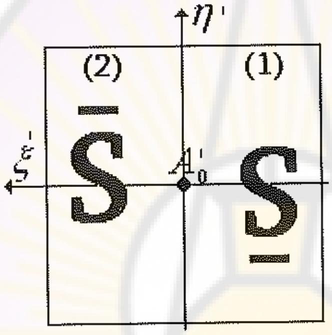
$$t = t_0 - \beta'[|f|^2 + ae^{jk\theta z} f + ae^{-jk\theta z} f^*] \quad [112 .6]$$

وبالتالي سيشاهد في المستوي ('η',ξ):

1) بقعة مركزية مضيئة في A'_0.

2) صورة أولى للحرف S توافق الموجة $a.e^{jk\theta z} f$.

3) صورة ثانية للحرف S توافق الموجة $a.e^{-jk\theta z} f^*$.



الشكل (6. 37): النص بعد الترشيح المكاني

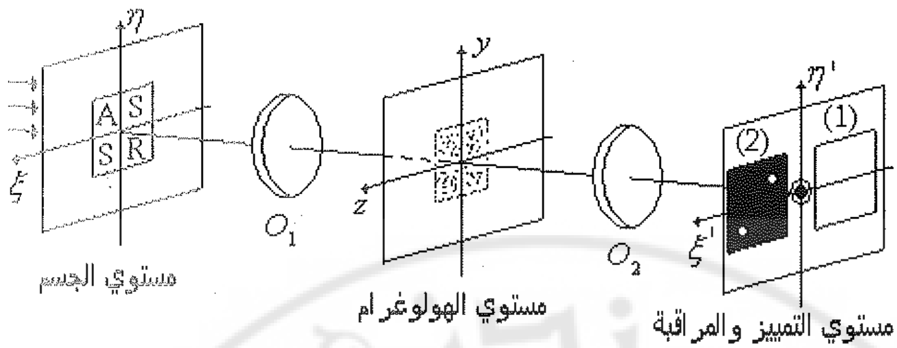
من جهة أخرى عندما يضاء النص الموضوع في المستوي (η,ξ) يقع طيف فورييه له $f(Y, Z)$ على الهولوغرام الموضوع في المستوي (y,z) بالتالي تكون سعة الموجة التي تعبر الهولوغرام هي ناتج ضرب $f(Y,Z)$ بـ t، وعليه تكون شدة الموجة في مستوي المراقبة ('η',ξ) في الاتجاه (θ-) الموافقة للحد الثالث من العلاقة [112 .6]:

$$f(Y,Z) f^*(Y,Z) = |f(Y,Z)^2| \quad [113 .6]$$

فإذا كانت الموجة متجانسة، فسيشاهد في مستوي المراقبة نقطة مضيئة لأن $\left|f(Y,Z)\right|^2$ حقيقي ولا وجود لتغيرات في الطور، وهذه الحالة تعبر عن الحالة المثالية، أما في الغالب تكون الموجة غير متجانسة، وعوضا عن مشاهدة نقطة مضيئة وحيدة تشاهد هالة تحيط بهذه النقطة ذات إضاءة ضعيفة.

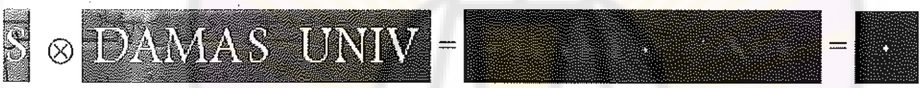
ب- النص مؤلف من حرف واحد مختلف عن الحرف S: في هذه الحالة يدخل تابع جديد $g^*(Y,Z)$ يختلف عن $f^*(Y,Z)$ ونتيجة ذلك لا يكون $f(Y,Z)g^*(Y,Z)$ حقيقي، ولا تكون الموجة المنعرجة في مستوي المراقبة مستوية، وتشاهد بقعة أكثر امتدادا من سابقتها وأقل إضاءة منها. تتعلق شدة إضاءة البقعة بمدى الارتباط بين الحرف الذي نبحث عنه والنص الذي نبحث ضمنه، فكلما كان الارتباط كبيراً بينهما كانت الإضاءة كبيرة والعكس بالعكس. وهذا ما يشاهد أيضا عندما يكون الحرف الموجود في النص نفس الحرف الذي نبحث عنه، ولكن له اتجاه مختلف عن اتجاه الحرف الأصلي، أو له أبعاد تختلف عن أبعاد الحرف الأصلي.

ت- النص مؤلف من الحرف S ومن حروف كثيرة مختلفة (الشكل (6. 38)): بناءً على الحالتين السابقتين معاً، أصبح بالإمكان معالجة مثل هذه الحالة، حيث أن الهولوغرام لن يستجيب إلا مع الحروف التي يوجد بينها وبين ما هو مسجل عليه ارتباطاً كبيراً، أي يسمح بمرور الحرف الموافق ولا يسمح بمرور الحرف المخالف، وهذا باختصار ما تقوم عليه تقنية المرشحات الهولوغرافية، حيث نشاهد في مستوي المراقبة نقاطاً مضيئة على قاع أسود تشير إلى مواضع وجود الحرف الذي نبحث عنه ضمن النص.



الشكل (6. 38): كشف عن حرف في نص

في جميع الحالات السابقة كان الاهتمام بمراقبة الصورة التي تقع في الاتجاه (θ-) لأن الموجة الموافقة تتجه في الاتجاه نفسه الذي تتجه وفقه الحزمة المباشرة، التي استخدمت إثناء إنتاج الهولوغرام ولا يهتم بالصورة الأخرى التي تقع في الاتجاه (θ+). لأنها لا تعطي إشارة مقلوبة. يبين الشكل (6. 39) مثلاً على كيفية تمييز حرف ضمن كلمة (الحرف S ضمن كلمة Damas Univ).



الشكل (6. 39): كشف عن حرف في نص رقمياً حيث تظهر النقطة المضيئة (المرحلة الثالثة) بعد ترشيح نتيجة البحث (المرحلة الثانية) أن الحرف موجود مرة واحدة فقط.

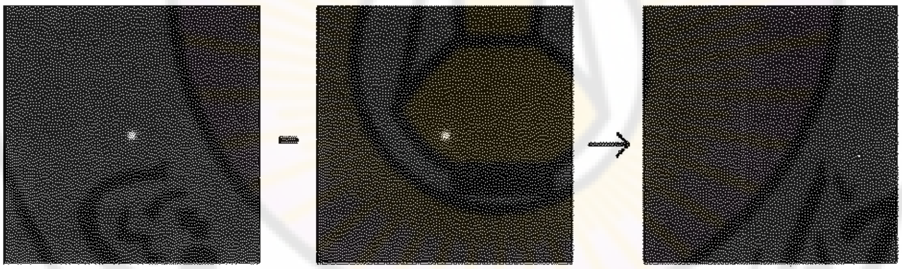
6. 7. 6. 2 كشف الفرق بين شكلين متشابهين

كثيراً ما نحتاج في حياتنا اليومية إلى اكتشاف الفرق بين شكلين أحداهما أصيل والأخر مزور عنه بدقة كبيرة، مثل أمكانية اكتشاف العملة المزورة أو الأختام والتواقيع المزورة، وخصوصاً عندما تكون مزورة بدقة عالية يصعب اكتشافها. إن آلية اكتشاف الشكل الأصلي من المزور تعتمد اعتماداً كبيراً على طريقة تمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي، التي ذكرت آنفاً في الفقرة السابقة، ولكن مع بعض التعديلات والإضافات. فشدة إضاءة البقعة كما شرح سابقاً تتعلق بمدى الارتباط بين الحرف الذي نبحث عنه والنص الذي نبحث ضمنه، فكلما كان

الارتباط كبيراً كانت الإضاءة كبيرة والعكس بالعكس، و تكون شدة إضاءة البقعة أعظمية في حالة التطابق التام، أي الحالة التي يحدث فيها الارتباط الذاتي.

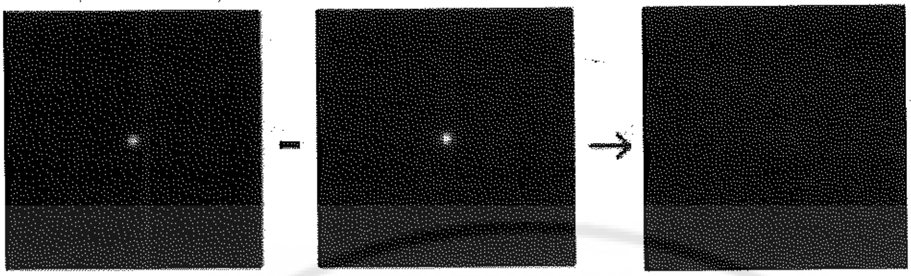
إن الصورة التي يحصل عليها من الارتباط الذاتي ستستخدم كمعيار لاكتشاف الشكل الأصلي من المزور (الصورة R_1) فلتحقق من أصالة شكل معين، يجرى ارتباط ذاتي للشكل الأصلي مع ذاته وتسمي الصورة الناتجة وارتباط بين الشكل المختبر والشكل الأصلي ونسمي الصورة الناتجة R_2، فإذا كان الشكل الذي تم اختباره أصلياً تطابق R_1 مع R_2 و لن يتطابقا إذا كان الشكل الذي تم اختباره مزوراً مهما بدا لنا التشابه بينهما بالعين المجردة كبيراً.

الآن للتميز بين الشكل الأصيل والشكل المزور تطرح الصورتين R_1 و R_2 وذلك بأخذ نسخة سالبة R'_2 لـ R_2 ومن ثم تطبق R'_2 على R_1 فيحصل على الفرق $R_1 - R_2$ عندها يمكننا الحكم بأصالة هذا الشكل كما يظهر في الشكل (6. 40)



الشكل (6. 40): ناتج الترشيح المكاني لشكلين متطابقين

أما إذا كان ناتج الفرق صفيحة مظلمة تحتوي على بعض النقاط البيضاء، فذلك دليل على عدم تطابق الصورتين R_1 و R_2 ويمكن الحكم عليها بأنها مزورة كما في الشكل (6. 41)



الشكل (6. 41): ناتج الترشيح المكاني لشكلين مختلفين

6. 7. 6. 3 المرشحات الهولوغرافية الرقمية

إن أول التجارب في مجال المعالجة الضوئية للمعلومات هي تجربة آبي (Abbe) بين أن الجسم هو تحويل فورييه العكسي لطيف الجسم ($O = FT^{-1}[SPACT(O)]$) واستخدم في تجربته صفيحة بسيطة في عملية ترشيح التواترات المكانية، ولكن بعد ظهور الهولوغرافيا أصبح من الممكن إنتاج مرشحات معقدة جداً، و كان للحاسوب في هذا المجال أثر واضح من خلال المرشحات الهولوغرافية الرقمية حيث تتم جميع العمليات الحسابية بسرعة كبيرة ودقة عالية مما أتاح صناعة أي مرشح مهما كان معقداً.

إن المرشح المستخدم في الهولوغرافيا الرقمية عبارة عن هولوغرام رقمي للإشارة التي يرغب بتمييزها، أو يراد البحث عنها ضمن الصورة أو الجسم المدروس، ويتحقق ذلك حسب نظرية الالتفاف بين الإشارة المرغوب كشفها وبين ذلك المرشح.

كما يمكن الاعتماد على طريقة مشابهة لما ذكر سابقاً، بعد القيام ببعض التعديلات، ليصبح بالإمكان اكتشاف الفرق بين شكلين متشابهين أحدهما أصلي والآخر مزور.

6. 7. 6. 3. 1 تمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي رقمياً

يمكن تمييز الأشكال بطريقة الارتباط الذاتي رقمياً بإتباع الخطوات التالية :

أولاً: ينتج هولوغرام للشكل المراد البحث عنه ضمن شكل أخر، علـى شـكل مصفوفة ثنائية البعد تسمى TFH مثلاً وذلك باستخدام خوارزمية تحويـل فورييه.

ثانياً: يؤخذ طيف أو تحويل فورييه للشكل الذي يراد البحث ضمن الشكل السابق على شكل مصفوفة ثنائية تسمي مثلاً بـ TFA.

ثالثا : تجرى عملية الالتفاف وهي تكافئ هنا عملية الجداء، لأن الالتفـاف فـي مجال الموضع للإشارة يكافئ جداء في مجال التواترات المكانية (نظريـة بلانشيريل). ينتج عن عملية جداء المصفوفتين TFH و TFA مـصفوفة ثالثة تسمى بـ RA وهي نفس ناتج عملية التفاف. يجب التـذكير هنـا أن عملية الالتفاف هي نفس عملية الارتباط.

رابعاً : تجرى عملية تحويل عكسي، أي تطبيـق خوارزميـة تحويـل فورييـه العكسي على المصفوفة RA للانتقال من مجال التواتر (الطيـف) إلـى مجال الموضع، وهذا يعني إظهار ناتج عمليـة الالتفـاف فـي مجـال الموضع. إن المصفوفة الناتجة عن عملية التحويل هذه، هي عبارة عـن صورة تشاهد عليها بقع بيضاء مضيئة ناتجة عن عملية الارتباط الـذاتي وذلك في أماكن تواجد الشكل الأول ضمن الشكل الثاني.

6. 7. 6. 3. 1 تمييز الفرق بين شكلين متشابهين رقمياً

إن هذه الطريقة تعتمد على الخطوات الثلاث الأولى في الفقرة الـسابقة، علـى اعتبار أن الشكل الأول هو الشكل الأصلي، بينما الشكل الثاني هو الشكل المراد التحقق من أصالته، تطرح المصفوفة الناتجة عن عملية الالتفاف فـي الخطـوة

الثالثة من المصفوفة التي تنتج عن التفاف الشكل الأول مع ذاتــه أي مــصفوفة الارتباط الذاتي. في حال كون ناتج عملية الطرح مــصفوفة جميــع عناصــرها أصفاراً (صورة سوداء بالكامل) يكون الشكل الثــاني أصــيلا. أمــا إذا كانــت مصفوفة عملية الطرح تحتوي على عناصر مخالفة للـصفر (صــورة ســوداء تحتوي بقع بيضاء) يكون الشكل الثاني مزوراً.

أسئلة عامة و مسائل

6. 1 برهن أنه إذا كان f(x) تابعاً مستمراً و a و b ثوابت موجبة فإن:

$$\int_{-a}^{b} f(x)\,[\delta(x) - \delta(-x)\,dx = 0$$

6. 2 برهن باستعمال التكامل بالتجزئة أنه إذا كان f(x) تابعاً مستمراً فإن:

$$\int_{-a}^{b} f(x)\,\delta'(x)\,dx = -f'(x)$$

حيث أن: $\delta'(x) = \frac{d}{dx}$.

6. 3 برهن أنه من أجل أي ثابت a لايساوي الصفر يكون:

$$\int_{-a}^{b} f(x)\,\delta(ax)\,dx = |a|^{-1}\int_{-a}^{b} f(x)\,\delta(x)\,dx \quad \text{وَ} \quad \delta(ax) = |a|^{-1}\,\delta(x)$$

6. 4 أوجد الطيف F (ν) للتابعين $\cos(2\pi\nu_0 t)$ و $\sin(2\pi\nu_0 t)$ ومن ثم أوجد طيف التابع $g(x)\cos(2\pi\nu_0 t)$ حيث $g(x) = a + b\cos(2\pi\nu_m t)$.

6. 5 أوجد طيف موجة تواترها هو: $f(t) = A\cos(pt + B\cos(qt))$ حيث أن B صغيرة.

6. 6 قطار أمواج متخامدة يوصف بالمعادلة:

$$f(t) = a.e^{-\frac{1}{\tau}}.e^{i\omega_0 t}$$

برهن أن تحويل فورييه له يعطى بـــ:

$$F\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) = \frac{a}{\frac{1}{\tau} + i(\omega - \omega_0)}$$

و أن طيف الطاقة للتواتر ω القريب من التواتر ω_0 يعطى بـ

$$\left|F\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)\right|^2 = \frac{a^2}{\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2}.$$

6. 7 ترد أمواج نصف كروية و أمواج مستوية مترابطة على سطح هولوغرام معاً فإذا كان طول موجة الضوء 656.3 nm و المسافة بين المنبع النقطي و الطبقة الحساسة هي 5 cm وكان الهدب المركزي مظلماً، أ- احسب البعد الهدبي للهدب المضيئ العاشر ب- المسافة بين هدبين متجاورين.

7. 8 استعملت تجربة مداخل مايكلسون لإنتاج حزمتين مترابطتين من ليزر العقيق طول موجته 694.3 nm أوجد المسافة الفاصلة بين هدب التداخل على الهولوغرام إذا كانت الزاوية بين الحزمتين المتداخلتين على نفس الهولوغرام تساوي 10° بعد انعكاسهما عن مرآتي المداخل المستويتين.

6. 9 في جزء واحد من هولوغرام سميك يوجد عدد من الشرائح الموازية لبعضها بعضاً تفصل بينها مسافة 3.74×10^{-4} mm. ما هي زاوية انعكاس الرتبة الأولى لضوء طول موجته 656.3 nm يرد على هذه الشرائح.

ملحق

Trigonometric Identities العلاقات المثلثية

a- Pythagorean Identities (العلافات الفيثاغوري)

b- $\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) = 1$
$\sec^2(\theta) - \tan^2(\theta) = 1$
$\text{cosec}^2(\theta) - \cot^2(\theta) = 1$

Quotient Identities (علاقات القسمة)

c- $\tan(\theta) = \sin(\theta) / \cos(\theta)$

d- $\cot(\theta) = \cos(\theta) / \sin(\theta)$

e- **Co-Function Identities and even-Odd Identities**

f- **(الدالات المتقرنة – العلاقات الفردية)**

g- $\cos(\theta) = \cos(-\theta) = \sin(\pi/2 - \theta) = \cosh j\theta = ½(e^{j\theta} + e^{-j\theta})$
$\sin(\theta) = -\sin(-\theta) = \cos(\pi/2 - \theta) = -j \sinh\theta = (e^{j\theta} - e^{-j\theta})/2j$
$\tan(\theta) = -\tan(-\theta) = \cot(\pi/2 - \theta) = -j \tanh j\theta =$

h- $½(e^{j\theta} - e^{-j\theta}) / j(e^{j\theta} + e^{-j\theta})$

i- **Sum-Difference Formulas** (علاقات الجمع و الطرح)

j- $\sin(A + B) = \sin A \cos B + \cos A \sin B$
$\sin(A - B) = \sin A \cos B - \cos A \sin B$
$\cos(A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$
$\cos(A - B) = \cos A \cos B + \sin A \sin B$
$\tan(A + B) = (\tan A + \tan B)/(1 - \tan A \tan B)$
$\tan(A - B) = (\tan A - \tan B)/(1 + \tan A \tan B)$

k- **Double Angle Formulas (علاقات ضعف الزاوية)**

l- $\sin(2\theta) = 2\cos(\theta)\sin(\theta)$
$\cos(2\theta) = \cos^2(\theta) - \sin^2(\theta) = 2\cos^2(\theta) - 1 = 1 - 2\sin^2(\theta)$
$\tan(2\theta) = 2\tan(\theta) / (1 - \tan^2(\theta))$

m- **Power-Reducing/Half Angle Formulas**

n- (تخفيض القوة / علاقات نصف الزاوية)

o- $\sin^2(\theta) = \frac{1}{2}(1 - \cos(2\theta))$

$\cos^2(\theta) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2\theta))$

$\tan^2(\theta) = (1 - \cos(2\theta))/(1 + \cos(2\theta))$

p- Sum-to-Product Formulas (الانتقال من الجمع إلى الضرب)

q- $\sin A + \sin B = 2 \sin \frac{1}{2}(A + B) \cos \frac{1}{2}(A - B)$

$\sin A - \sin B = 2 \cos \frac{1}{2}(A + B) \sin \frac{1}{2}(A - B)$

$\cos A + \cos B = 2 \cos \frac{1}{2}(A + B) \cos \frac{1}{2}(A - B)$

$\cos A - \cos B = - 2 \sin \frac{1}{2}(A + B) \sin \frac{1}{2}(A - B)$

$\tan A + \tan B = \sin(A + B) / (\cos A \cos B)$

$\tan A - \tan B = \sin(A - B) / (\cos A \cos B)$

r- $\sin^2 A + \sin^2 B = 1 - \cos(A + B) \cos(A - B)$

$\sin^2 A - \sin^2 B = \sin(A + B) \sin(A - B)$

$\cos^2 A + \sin^2 B = 1 - \sin(A + B) \sin(A - B)$

$\cos^2 A - \sin^2 B = \cos(A + B) \cos(A - B)$

$\cos^2 A + \cos^2 B = 1 + \cos(A + B) \cos(A - B)$

$\cos^2 A - \cos^2 B = - \sin(A + B) \sin(A - B)$

s- Product-to-Sum Formulas (الانتقال من الضرب إلى الجمع)

$\sin A \sin B = 1/2 [\cos(A - B) - \cos(A + B)]$

$\cos A \cos B = 1/2 [\cos(A - B) + \cos(A + B)]$

$\sin A \cos B = 1/2 [\sin(A + B) + \sin(A - B)]$

$\cos A \sin B = 1/2 [\sin(A + B) - \sin(A - B)]$

For small θ (من أجل θ صغيرة)

$\sin\theta = \theta - \theta^3/3! + \theta^5/5! - \ldots$

$\cos\theta = 1 - \theta^2/2! + \theta^4/4! - \ldots$

$\tan\theta = \theta + \theta^3/3 + 2\,\theta^5/15 + \ldots$

$\cot\theta = \theta - \theta^3/3 + \theta^5/5 + \ldots$

Other trigonometry (علاقات أخرى)

$\sin\theta/2 = \pm\sqrt{[(1 - \cos\theta)/2]}$

$\cos \theta /2 = \pm \sqrt{[(1 + \cos \theta)/2]}$

$\tan \theta /2 = \sin \theta /(1 + \cos \theta)$

$\sin 3 \theta = 3 \sin \theta - 4 \sin^3 \theta$

$\cos 3 \theta = - 3 \cos \theta + 4 \cos^3 \theta$

$\tan 3 \theta = (3 \tan \theta - \tan^3 \theta)/ (1 - 3 \tan^2 \theta)$

$a \sin \theta + b \cos \theta = [\sqrt{(a^2 + b^2)}] \sin(\theta + \tan^{-1}(b/a)) = [\sqrt{(a^2 + b^2)}] \cos(\theta - \tan^{-1}(a/b))$

$a \sin v - b \cos \theta = [\sqrt{(a^2 + b^2)}] \sin(\theta - \tan^{-1}(b/a)) = - [\sqrt{(a^2 + b^2)}] \cos(\theta + \tan^{-1}(a/b))$

$d/dx (\sin ax) = a \cos ax$

$d/dx (\cos ax) = -a \sin ax$

$d/dx (\tan ax) = a \sec^2 ax$

$d/dx (1/\sin x) = - \cos x/\sin^2 x$

$d/dx (1/\cos x) = \sin x/\cos^2 x$

$d/dx (\sin^2 ax) = a \sin 2ax$

$d/dx (\cos^2 ax) = - a \sin 2ax$

$d/dx (\sin^{-1}(x/a)) = 1/ \sqrt{(a^2 - x^2)}$

$d/dx (\cos^{-1}(x/a)) = - 1/ \sqrt{(a^2 - x^2)}$

$d/dx (\tan^{-1}(x/a)) = a/ (a^2 + x^2)$

$\int(\sin ax)\, dx = -(1/a) \cos ax$

$\int (\cos ax)\, dx = (1/a) \sin ax$

$\int (\tan ax)\, dx = -(1/a) \ln \cos ax$

$\int (\sin^2 ax)\, dx = x/2 - (1/4a) \sin 2ax$

$\int (\cos^2 ax)\, dx = x/2 + (1/4a) \sin 2ax$

$\int (\sin^n ax)\, dx = [(\sin^{n - 1}ax \cos ax)/na] + [(n - 1)/n] (\sin^{n - 2} ax)\, dx$

$\int (\cos n ax)\, dx = [(\cos^{n - 1}ax \sin ax)/na] + [(n - 1)/n] (\cos^{n - 2} ax)\, dx$

$\int (\sin ax \cos ax)\, dx = (1/2a) \sin^2 ax$

$\int (\sin m(ax) \cos m(ax))\, dx = (1/2a(m-n)) \cos(m - n)ax - (1/2a(m + n)) \cos(m + n)ax$

$\int (\sin^2 ax \cos^2 ax)\, dx = (1/8) (x - (1/4a)\sin 4ax)$

$\int (\sin ax \cos^m ax)\, dx = - (1/a(m+1)) \cos^{m+1} (ax)$

$\int (\sin^m ax \cos ax)\, dx = (1/a(m+1)) \sin^{m+1} (ax)$

$\int (x \sin ax)\, dx = - (x/a) \cos ax + a^{-2} \sin ax$

$\int (x \cos ax)\, dx = (x/a) \sin ax + a^{-2} \cos ax$
$\int (x^2 \sin ax)\, dx = - (x^2 a^{-1}) \cos ax + 2 x a^{-2} \sin ax + (2 a^{-3}) \cos ax$
$\int (x^2 \cos ax)\, dx = - (x^2 a^{-1}) \sin ax - 2 x a^{-2} \cos ax + (2 a^{-3}) \sin ax$
$(e^{ax} \sin bx)\, dx = (a e^{ax} \sin bx - b e^{ax} \cos bx)/(a^2 + b^2)$
$(e^{ax} \cos bx)\, dx = (a e^{ax} \cos bx + b e^{ax} \sin bx)/(a^2 + b^2)$

العلاقة التالية صحيحة من أجل مثلث له ثلاثة أضلاع a و b و c يقابلها ثلاث زوايا على الترتيب A و B و C.

$a^2 = b^2 + c^2 - 2 b c \cos A$
$a / \sin A = b/\sin B = c/\sin C.$
$(a - b) / (a + b) = \tan \frac{1}{2} (A - B) / \tan \frac{1}{2}(A + B).$

Speed of light in vacuum c	$2.998 \times 10^8\ m\,s^{-1}$
Electric constant ϵ_0	$8.854 \times 10^{-12}\ C^2\,N^{-1}\,m^{-2}$ (≡ farad/metre)
Magnetic constant μ_0	$4\pi \times 10^{-7}\ N\,A^{-2}$ (≡ henry/metre)
Newton's constant of gravitation G	$6.673 \times 10^{-11}\ m^3\,kg^{-1}\,s^{-2}$
Planck's constant h	$6.626 \times 10^{-34}\ J\,s = 4.136 \times 10^{-15}\ eV\,s$
Boltzmann's constant k	$1.381 \times 10^{-23}\ J\,K^{-1} = 8.617 \times 10^{-5}\ eV\,K^{-1}$
Electronic charge e	$1.602 \times 10^{-19}\ C$
Mass of electron m_e	$9.109 \times 10^{-31}\ kg = 0.5110\ MeV/c^2$
Mass of proton m_p	$1.673 \times 10^{-27}\ kg = 938.6\ MeV/c^2$
Avogadro's number N_0	$6.022 \times 10^{23}\ mol^{-1}$
Stefan–Boltzmann constant σ	$5.670 \times 10^{-8}\ W\,m^{-2}\,K^{-4}$
Compton wavelength of electron λ_c	$h/m_e c = 2.426 \times 10^{-12}\ m$

Electronvolt eV $= 1.602 \times 10^{-19}\ J = h(2.418 \times 10^{14}\ Hz)$

$$= k(1.160 \times 10^4\ K) = hc/(1.240\ \mu m)$$

$$= hc(8065\ cm^{-1}) = (e^2/4\pi\epsilon_0)(6.944 \times 10^6\ cm^{-1})$$

الاختصارات في جملة الوحدات الدولية

العامل	الإسم	الرمز
10^{18}	exa	E
10^{15}	peta	P
10^{12}	tera	T
10^9	giga	G
10^6	mega	M
10^3	kilo	k
10^{-3}	milli	m
10^{-6}	micro	μ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	pico	p
10^{-15}	femto	f
10^{-18}	atto	a

Micron (μm) $= 10^{-6}$ m; nanometer (nm) $= 10^{-9}$ m

الجدول I: بعض الثوابت الفيزيائية و معاملات التحويل

أنبوب بخار الزئبق	
اللون	λ (nm)
أحمر	690.8
أحمربرتقالي	625.4
أصفر ش1	579
أصفر ش2	576.9
أخضر مصفر	546.1
أزرق أخضر1	496
أزرق أخضر2	491.6
أزرق 1م	435.8
أزرق 2م	434.7
أزرق 3 م	433.9
بنفسجي 1	407.8
بنفسجي2	404.7

أنبوب غاز الهليوم	
اللون	λ (nm)
أحمر ضعيف	706.5
أحمر ش	667.8
أصفر ش	587.6
أخضر أزرق	501.6
أزرق مخضر	492.2
أزرق 1	471.3
أزرق 2	447.1
أزرق نيلي	438.7
بنفسجي 1	412.1
بنفسجي 2	402.6
بنفسجي 3	388.9

أنبوب غاز النيون	
اللون	λ (nm)
أحمر 1	650.7
أحمر 2	640.2
أحمر 3	638.3
أحمر 4	630.5
أحمر 5	626.7
أحمر 6	621.7
برتقال 1	618.2
برتقال 2	616.4
برتقال 3	614.3
برتقال 4	612.9
برتقال 5	609.6
برتقال 6	607.5
برتقال 7	603
برتقال 8	597.6
برتقالي 9	594.0
أصفر 1	588.2
أصفر 2	585.3
أصفر3	476.5

أنبوب غاز الهيدروجين	
اللون	λ (nm)
أحمر	656.3
أزرق	486.1
أزرق نيلي	434
بنفسجي 1	410.2
بنفسجي 2	397

أنبوب بخار الكادميوم	
اللون	λ (nm)
أحمر ش	643.8
أخضر 1	537.9
أخضر 2	533.8
أزرق مخضرش	508.6
أزرق ش	480
أزرق نيلي	467.8
بنفسجي	441.3

م: ترمز إلى الألوان المتراصة ش: ترمزو إلى الإضاءة الشديدة

الجدول II: أطوال أمواج الخطوط الطيف المرئية لبعض المنابع الضوئية

Air	1.000 29
Ice	1.31
Water	1.333
Ethyl alcohol (C_2H_5OH)	1.36
Fused quartz (SiO_2)	1.4584
Carbon tetrachloride (CCl_4)	1.46
Turpentine	1.472
Benzene (C_6H_6)	1.501
Plexiglass	1.51
Crown glass	1.52
Sodium chloride (NaCl)	1.544
Light flint glass	1.58
Polystyrene	1.59
Carbon disulfide (CS_2)	1.628
Dense flint glass	1.66
Lanthanum flint glass	1.80
Zircon ($ZrO_2 \cdot SiO_2$)	1.923
Fabulite ($SrTiO_3$)	2.409
Diamond (C)	2.417
Rutile (TiO_2)	2.907
Gallium phosphide	3.50

الجدول III: قرينة انكسار بعض المواد مقاسة من أجل طول موجة الضوء الأصفر 589nm.

x	$J_1(x)$*	x	$J_1(x)$	x	$J_1(x)$
0.0	0.0000	3.0	0.3391	6.0	−0.2767
0.1	0.0499	3.1	0.3009	6.1	−0.2559
0.2	0.0995	3.2	0.2613	6.2	−0.2329
0.3	0.1483	3.3	0.2207	6.3	−0.2081
0.4	0.1960	3.4	0.1792	6.4	−0.1816
0.5	0.2423	3.5	0.1374	6.5	−0.1538
0.6	0.2867	3.6	0.0955	6.6	−0.1250
0.7	0.3290	3.7	0.0538	6.7	−0.0953
0.8	0.3688	3.8	0.0128	6.8	−0.0652
0.9	0.4059	3.9	−0.0272	6.9	−0.0349
1.0	0.4401	4.0	−0.0660	7.0	−0.0047
1.1	0.4709	4.1	−0.1033	7.1	0.0252
1.2	0.4983	4.2	−0.1386	7.2	0.0543
1.3	0.5220	4.3	−0.1719	7.3	0.0826
1.4	0.5419	4.4	−0.2028	7.4	0.1096
1.5	0.5579	4.5	−0.2311	7.5	0.1352
1.6	0.5699	4.6	−0.2566	7.6	0.1592
1.7	0.5778	4.7	−0.2791	7.7	0.1813
1.8	0.5815	4.8	−0.2985	7.8	0.2014
1.9	0.5812	4.9	−0.3147	7.9	0.2192
2.0	0.5767	5.0	−0.3276	8.0	0.2346
2.1	0.5683	5.1	−0.3371	8.1	0.2476
2.2	0.5560	5.2	−0.3432	8.2	0.2580
2.3	0.5399	5.3	−0.3460	8.3	0.2657
2.4	0.5202	5.4	−0.3453	8.4	0.2708
2.5	0.4971	5.5	−0.3414	8.5	0.2731
2.6	0.4708	5.6	−0.3343	8.6	0.2728
2.7	0.4416	5.7	−0.3241	8.7	0.2697
2.8	0.4097	5.8	−0.3110	8.8	0.2641
2.9	0.3754	5.9	−0.2951	8.9	0.2559

* $J_1(x) = 0$ for $x = 0, 3.832, 7.016, 10.173, 13.324, \ldots$

الجدول IV: توابع بيسل من الدرجة الأولى

اسم المادة	$\lambda_{meas.}$ (μm)	مجال النفوذية (μm)
المواد اللاعضوية		
Ammonium dihydrogen phosphate (ADP) $N0H_4H_2PO_4$	1.064	0.2–1.1
Barium borate (BBO) β-BaB_2O_4	1.064	0.2–2.2
Barium sodium niobate $Ba_2NaNb_5O_{15}$	1.064	0.25–5
Cadmium germanium arsenide $CdGeAs_2$	10.6	2.5–18
Cadmium selenide CdSe	10.6	0.75–8
Cadmium sulfide CdS	1.058	0.55–15
Gallium arsenide GaAs	1.058	0.9–17
Lithium iodate $LiIO_3$	1.064	0.3–> 5.6
Lithium niobate $LiNbO_3$	1.058	0.35–4.5
Potassium dideuterium phosphate (KD*P) KD_2PO_4	1.058	0.2–1.6
Potassium dihydrogen phosphate (KDP) KH_2PO_4	1.064	0.2–1.4
Potassium titanyl phosphate (KTP)	1.064	0.35–4.5
Silver gallium selenide $AgGaSe_2$	10.6	0.75–20
المواد العضوية		
DAN		
4-(*N*,*N*-dimethylamino)-3- acetamidonitrobenzene 4-(CH_3NCH_3)-3-$(CH_2CONH_2)NO_2C_6H_3$	1.064	0.49–2.2
MAP		
Methyl-(2,4-dinitrophenyl)- amino-propanoate $C_{10}H_{12}N_3O_6$	1.064	0.55–2.3
MNA		
2-methyl-4-nitroaniline CH_3-NH_2-NO_2-C_6H_4	1.064	0.48–2
MMONs		
3-methy-4-methoxy-4′-nitrostilbene 3-CH_3-4-$CH_3OC_6H_5C{=}CH(C_6H_4NO_2$-4)	1.064	0.51–1.6
NPP		
N-4-nitrophenyl-(l)-prolinol 4-$NO_2C_6H_4C_5H_8NO_3$	1.34	0.52–1.6
POM		
3-methyl-4-nitropyridine-1-oxide, $NO_2CH_3NOC_5H_4$	1.064	0.49–2.1

الجدول V: مجال النفوذية و طول موجة العمل الرئيسية لبعض مواد اللاخطية التي تستعمل لتوليد المدروج الثاني

اسم المادة	n_o	n_e
البلورات الموجبة		
Ice, H_2O	1.309	1.313
Sellaite, MgF_2	1.378	1.390
Apophyllite, $2[KCa_4Si_8O_{20}(F, OH)\cdot 8H_2O]$	1.535±	1.537±
Crystalline quartz, SiO_2	1.544	1.553
Dioptase, $CuSiO_3\cdot H_2O$	1.654	1.707
Zircon, $ZrSiO_4$	1.923±	1.968±
Rutile, TiO_2	2.616	2.903
البلورات السالبة		
Beryl (emerald), $Be_3Al_2(SiO_3)_6$	1.581±	1.575±
Sodium nitrate, $NaNO_3$	1.584	1.336
Muscovite mica (complex silicate)	1.5977±	1.5936±
Apatite, $Ca_{10}(F, Cl)_2(PO_4)_6$	1.634	1.631
Calcite, $CaCO_3$	1.658	1.486
Tourmaline (complex silicate)	1.669±	1.638±
Sapphire, Al_2O_3	1.768	1.760

الجدول VI: قرينة الانكسار العادية و الاشتثنائية لبعض البلورات اللامتماثلة المناحي مقاسة عند الطول الموجي $\lambda = 589.3$ nm.

اسم المادة	T(°C)	$V\ (T^{-1}\ m^{-1})$
Glass (light flint)	18	3.17×10^4
Phosphorus	33	13.3×10^4
Sodium chloride	16	3.59×10^4
Acetone	15	1.11×10^4
Carbon disulphide	20	4.23×10^4
Ethyl alcohol	25	1.11×10^4
Water	20	1.31×10^4

الجدول VII: ثابت فردت من أجل مواد مختلفة عند درجات حرارة معينة و من أجل $\lambda = 589.3$ nm.

اسم المادة		K (10^{-7} cm statvolt^{-2})
Benzene	C_6H_6	0.6
Carbon disulfide	CS_2	3.2
Chloroform	$CHCl_3$	−3.5
Water	H_2O	4.7
Nitrotoluene	$C_5H_7NO_2$	123
Nitrobenzene	$C_6H_5NO_2$	220

الجدول VIII: ثابت كير من أجل بعض المواد عند درجة حرارة 20 C° و λ = 589.3 nm.

اسم المادة	r_{63} (10^{-12} m/V)	n_o (قرينة الانكسار)	$V_{\lambda/2}$ (kV)
ADP ($NH_4H_2PO_4$)	8.5	1.52	9.2
KDP (KH_2PO_4)	10.6	1.51	7.6
KDA (KH_2AsO_4)	~13.0	1.57	~6.2
KD*P (KD_2PO_4)	~23.3	1.52	~3.4

الجدول IX: ثابت بوكلس لبعض المواد عند درجة حرارة الغرفة و λ = 546.1 nm.

المصطلحات العلمية

A

Aberration	زيغ
Absolute Index of refraction	قرينة الانكسار المطلقة
Absorption	امتصاص
Absorptapce	شدة الامتصاص (الامتصاصية)
Accommodation	مطابقة
Accuracy	دقة
Achromatic	لالوني
Achromatic lens	عدسة لالونية
Action	فعل
Altitude	ارتفاع
Amplitude	سعة أو مطال
Analytic	تحليلي
astigmatic	لا نقطي
Angle	زاوية
Angle of deviation	زاوية الانحراف
Angle of incidence	زاوية الورود
Angle of reflection	زاوية الانعكاس
Angular	زاوي
Angular Acceleration	تسارع زاوي
Angular Velocity	سرعة زاوية
Angular Frequency	تواتر زاوي

Anisotropy	لا متناحي
Analyzer	محلل
Analysis (Fourier)	تحليل (فوريية)
Anistropic media	وسط مختلف المناحي
Antinode	بطن
Antireflection	مضاد انعكاس
Aperture	فتحة
Aplanatic lens	عدسة لازيغية
Aqueous humor	خلط مائي
Astronomical	فلكي
Atmosphere	جو
Atom	ذرة
Attraction	تجاذب
Attraction Force	قوة جاذبة
Axis	محور

B

Balance	توازن
Band spectrum	طيف شريطي
Barrier	حاجز
Base	قاعدة
Beam	حزمة
Biaxial crystal	بلورة ثنائية المحور
Biconcave lens	عدسة مقعرة الوجهين
Biconvex lens	عدسة محدبة الوجهين

Bifocal	ثنائي المحرق
Binding Force	قوة ترابط
Birefringence	انكسار مضاعف
Blind spot	بقعة عمياء
Brewster angle	زاوية بروستر
Bright	لامع أو مضئ
Brightness	لمعان

C

Calcite	الكالسيت (بلورة)
Calculus	علم التفاضل و التكامل
Calorie	حريرة
Candle	شمعة
Cartesian Coordinates	إحداثيات ديكارتية
Chain	سلسلة
Change of state	تغير الحالة
Characteristic	خاصة
Chromatic aberration	زيغ لوني
Circle	دائرة
Circle of confusion	دائرة التشوش
Circle of diffusion	دائرة الانتشار
Circle of least confusion	دائرة التشوش الأصغري
Circular polarisation	استقطاب دائري
Classical	تقليدي
Clockwise	باتجاه عقرب الساعة

Coaxial system	جملة متمحورة
Coefficient	قرينة
Coherence	ترابط
Coherent	مترابط
Collector	مجمع
Collimator	مجمع أو مسدد
Collision	تصادم
Color vision	إدراك اللون، رؤية لونية
Color filter	مرشح لوني
Coma	تذنب (تندب)
Compensator	مكافئ أو معوض
Complementary colours	ألوان متكاملة
Complex amplitude	سعة عقدية
Components	مركبات
Concave lens	عدسة مقعرة
Concavo convex lens	عدسة مقعرة محدبة
Concentration	تركيز
Condenser	مكثف
Conductor	ناقل
Cone	مخروط
Cone of light	مخروط الضوء
Cone of umbra	مخروط الظل
Conjugate	مرافق عقدي
Conservation	انحفاظ
Conservation of angular	انحفاظ كمية الحركة الزاوية (الاندفاع

momontum	الزاوي)
Conservation of energy	انخفاظ الطاقة
Conservation theorems	نظريات الإنحفاظ
Constant	ثابت
Continuity	استمرار
Continuous spectrum	طيف متصل
Contrast	تباين
Converging lens	عدسة مقربة
Convex lens	عدسة محدبة
Convexo concave lens	عدسة محدبة مقعرة
Coordinates	إحداثيات
Core	لب
Cornea	قرنية
Correction	تصحيح
Couple	مزدوجة
Coupling	الاقتران، التقارن
Critical	حرج
Critical angle	زاوية حرجة
Cross	مقطع
Cross - section	مقطع عرضي
Cross - Polarizers	مقطبات متعامدة
Crown glass	زجاج تاجي
Crystal	بلورة
Crystalline axis	المحور البلوري
Crystallography	علم البلورات

Crystallization	تبلور
Curvature	انحناء، اعوجاج
Curve	منحني
Cushion aberration	تشوه الوسادة
Cycle	حلقة، دورة
Cylindrical Coordinates	إحداثيات اسطوانية
Cylindrical lens	عدسة اسطوانية

D

Data	معطيات
Dark	مظلم
Defects	عيوب، تخريبات
Deformation	تشوه
Degree of polarization	درجة الاستقطاب
Density	كثافة
Depth	عمق
Depth of field	عمق الحقل
Deviation	انحراف
Dextrotatry	يمينية الدوران
Diagram	رسم بياني - مخطط
Diameter	قطر
Diaphragm	حجاب
Dichroic crystal	بلورة لونية
Differential	تفاضل
Differential element	عنصر تفاضلي

Diffraction	إنعراج
Diffraction pattren	نموذج الانعراج
Diffraction grating	شبكة الانعراج
Diffraction spectrum	طيف الانعراج
Diffraction angle	زاوية الانعراج
Diffusion (of light)	انتشار الضوء
Dimensions	أبعاد
Dioptre	كسيرة
Direction	اتجاه
Direction cosines	جيوب تمام الاتجاه
Disk	قرص
Dispersion of light	تبدد الضوء
Dispersion power	القدرة التبديدية
Displacement	إزاحة
Displacement Vector	شعاع الإزاحة
Distortion	تشوه
Distribution	توزع
Disturbance	اضطراب
Diurnal vision	رؤية نهارية
Divergence	تفرق
Divergent	مبعدة، متباعدة
Diverging lens	عدسة مبعدة
Division	قسمة
Double refraction	انكسار مضاعف (مزدوج)
Double slit	شق مضاعف

Dynamic	تحريك
Dynamic of Particles	تحريك الجسيمات

E

Echelon	شبكة مدرجة
Eclipse	كسوف، خسوف
Ecliptic	مدار الشمس
Effect	مفعول أو أثر
Effective	فعال
Einestiens equation	معادلة انشتاين
Elastic	مرن
Electromagnetic theory	النظرية الكهرطيسية
Ellipse	إهليلجي أو قطع ناقص
Ellipsosoid of indices	مجسم إهليلج القرائن
Elliptical polarization	استقطاب اهليلجي
Emergence	بروز
Emission	إصدار
Emittance	انبعاثية، إصدارية
Energy	طاقة
Entrance pupil	بؤبؤ الدخول
Entropy	انتروبية
Equation	معادلة
Equation of Propagation	معادلة الانتشار
Equation of state	معادلة الحالة
Equi-concave lens	عدسة متماثلة الوجهين المقعرين

Equi-convex lens	عدسة متماثلة الوجهين المحدبين
Equinox	نقطة الاعتدال
Equivalent	مكافئ
Erect image	خيال صحيح
Erg	الأرغة (وحدة الطاقة في الجملة السغثية)
Error	خطأ - ارتياب
Etalon	قطعة ضوئية (المكافئ أو المعيار)
Ether	أثير
Excitation	إثارة
Exit pupil	بؤبؤ الخروج
Exponential	أسّي
Extended	ممتد
Extra-ordinary	استثنائي
Eye accommodation	تكيف العين
Eyepiece	عينية
Eyepupil	بؤبؤ العين

F

Fabery-Perot interferometer	مداخل فابري بيروت
Factor	عامل
Far point	نقطة المدى
Field	حقل
Filter	مرشح
Finesse	دقة أو رهافة
Flame	لهب

Flint glass	زجاج صواني
Flow	جريان
Fluorescent	تألق
Fluctuation	تأرجحات
Fluid	مائع (سائل)
Flux	تدفق
Focus	محرق
Focal length	بعد محرقي
Focal plane	المستوي المحرقي
Focal point	نقطة المحرق
Focussing	إحكام
Force	قوة
Force of interaction	قوة تفاعل
Form	شكل
Formation	تشكيل
Formula	صيغة
Fourier optics	ضوئيات فوربية
Fovea centralise	نقيرة مركزية
Frame	جملة
Frame of reference	جملة مقارنة
Fraunhofer diffraction	انعراج فرانهوفر
Frequency	تواتر
Fresnel diffraction	انعراج فرنل
Fringes	أهداب
Fringes of equal inclination	أهداب تساوي الميل

Fringes of equal thickness	أهداب تساوي السماكة
Fringes of superpostion	أهداب التراكب
Function	تابع، دالة

G

Galaxy	مجرة
Gas	غاز
Geometry	هندسي
Geometrical Physics	ضوء هندسي
Glow	وهج
Gradient	تدرج
Gradient vector	شعاع التدرج
Graph	خط بياني، مخطط
Grating	شبكة
Group velocity	سرعة المجموعة
Gyroscope	جيروسكوب

H

Half wave plate	صفيحة نصف موجية
Harmonic	توافقي
Harmonic motion	حركة توافقية
Harmonic Oscillations	اهتزازات توافقية
Head – on collision Heat	حرارة التصادم الجبهي
Heavy	ثقيل
Height	ارتفاع
Helical	لولبي

Helical motion	حركة لولبية
Helical orbit	مدار لولبي
Helicoidal Path	مسار لولبي
Hertz	هرتز
Hexagonal	سداسي
Hole	ثقب
Hollow	أجوف
Holography	التصوير المجسم أو الهولوغرافي
Homogeneous	متجانس
Hook's Law	قانون هوك
Horizontal	أفقي
Hyperbola	قطع زائد
Hyperbolic	زائدي
Hypermetropia	طول النظر، مد البصر، بعد البصر
Hypotheses	فرضية

I

Illuminating power	شدة الإضاءة
Image	خيال
Impulse	الدفع أو زخم
Incidence	سقوط، ورود
Incident	وارد
Incoherent	غير مترابط
Independent	مستقل
Index	قرينة أو معامل أو دليل

Index of refraction	قرينة الانكسار
Indicatrix	مجسم قرائن الانكسار
Indirect lighting	إضاءة غير مباشرة
Inelastic	غير مرن
Infrared	تحت الأحمر
Inhomogeneous	غير متجانس
Initial	ابتدائي
Initial Energy	طاقة ابتدائية
Initial Particle	جسيم بدئي
Initial Speed	سرعة ابتدائية
Inner product	جداء داخلي
Instability	غير مستقر
Instantaneous	لحظي أو آني
Insulator	عازل
Integral	تكامل
Intensity	شدة
Interaction	تفاعل متبادل
Interface	سطح بيني
Interference	تداخل
Interference filter	مرشح تداخلي
Interference of polarized light	تداخل الضوء المستقطب
Interferometer	مداخل
Interferometery	علم القياس بالتداخل
Internal Energy	طاقة داخلية
Interpolation	استقراء داخلي - تفسير

Intra -	بيني
Invariant	لا متغير
Inversaly proportional	تناسب عكسي
Inverted image	خيال مقلوب
Inversion of Phase	انعكاس الطور
Invisible spectra	أطياف غير مرئية
Ions	إيونات
Iris	قزحية
Irregular (diffused) reflection	انعكاس غير منتظم، انعكاس منتشر
Isochromatic	متماثلة اللون
Isolated	معزول
Isolated System	جملة معزولة
Isomers	متماثلة التركيب
Isotopes	نظائر
Isotropic	متماثل المناحي
Isotype	متماثل النوع

J

Jamin interferometer	مداخل جامين
Jones Matrices	مصفوفات جونز
Joule	جول
Jupiter	المشتري
Juxta	مجاور

K

Karat	قيراط

Kelvin	كلفن
Keplerian motion	حركة كبلرية
Keplers Laws	قوانين كبلر
Kilo	كيلو
Kilo bar	كيلو بار
Kilo calorie	كيلو حريرة
Kilo gram	كيلو غرام
Kilo meter	كيلو متر
Kinematics	علم الحركة

L

Liability	قابل للتغيير
Lag of phase	تأخر في الطور
Laser	ليزر
Latent	كامن
Latent energy	طاقة كامنة
Latent Heat	حرارة كامنة
Lateral	جانبي
Lateral aberration	زيغ عرضاني
Lattice	شبكة، شبيكة
Lavorotatory	يساري الدوران
Law	قانون
Layer	طبقة
Length	طول
Lens	عدسة

Level	مستوى
Light	ضوء
Light source	منبع ضوئي
Limit	حد
Limited	محدود
Linear	خطي
Linear correlation	ارتباط خطي
Linear dependence	تابعية خطية
Linear equation	معادلة خطية
Linear momentum	اندفاع خطي
Linear spectrum	طيف خطي
Lines	خطوط
Liquid	سائل (مائع)
Lloyd's mirror	مرآة لويد
Local	موضعي
Location	موضع
Localized fringes	أهداب مستقرة (موضعية)
Logarithmic	لوغارتمي
Longitudinal aberration	زيغ طولاني
Longitudinal waves	أمواج طولية
Loss	ضياع - خسارة
Low	منخفض
Luminance	استنارة
Luminous intensity	شدة الإضاءة
Luminescence	السطوع

Lunar eclipse	خسوف القمر

M

Machine	آلة
Macroscopic	جهري
Macroscopy	دراسة جهرية
Magnet	مغناطيس
Magnetic	مغنطيسي
Magnetic rotation	الدوران المغنطيسي
Magnetoptics	البصريات المغناطيسية
Magnification	تجسيم، تكبير
Magnified image	خيال مكبر
Magnifier	مكبرة
Main	رئيسي
Main path	مسار رئيسي
Major axis	المحور الكبير
Major diameter	القطر الأكبر
Marginal rays	أشعة طرفية
Mars	المريخ
Mass	كتلة
Mass center	مركز الكتلة
Mass density	كثافة الكتلة
Mass point	كتلة نقطية
Mass spectrum	طيف الكتلة
Mass Velocity	سرعة الكتلة

Massless	عديم الكتلة
Material	مادي، مادة
Matrix	مصفوفة
Maximum	أعظمي، نهاية عظمى
Mean	متوسط، وسطي
Mean energy	طاقة وسطية
Mean value	قيمة وسطية
Mean velocity	سرعة وسطية
Measure	قياس أو مكيال أو معيار
Measurement	قياس
Mechanic	ميكانيك
Mechanical Energy	طاقة ميكانيكية
Mechanical force	قوة ميكانيكية
Mechanical stress	إجهاد ميكانيكي
Michelson interferometer	مداخل مايكلسون
Medium	وسط
Mega hertz	ميغا هيرتز
Meridian	خط الزوال أو خط العرض
Metal	معدن
Metastable	شبه مستقر
Method	طريقة
Metric	متري
Metrology	علم القياس
Micro – photographic	تصوير مجهري
Micrometer Screw	الدوارة اللولبية

Microscope	مجهر
Microscopic	مجهري
Milli liter	ملي لتر
Minimum	أصغري، نهاية صغرى
Minimum deviation	انحراف أصغري
Minute	دقيقة
Mirror	مرآة
Missing orders	الرتب المفقودة
Mixed	مختلط
Mobile	متحرك
Mode	نمط
Mode of vibration	نمط الاهتزاز
Model	نموذج
Modulation	تعديل
Molecular	جزيئي
Moment	عزم
Moment of force	عزم القوة
Moment of Inertia	عزم العطالة
Moment of momentum	عزم الإندفاع
Momentum	الاندفاع
Momentum conservation	انحفاظ الاندفاع
Momentum vector	متجهة (شعاع) الإندفاع
Monochromatic light	ضوء وحيد اللون
Monoclinic	أحادي الميل
Moon	قمر

Motion	حركة
Mounting	تركيب
Mueller Matrices	مصفوفات مللر
Multilayer film	غشاء متعدد الطبقات
Multiple reflection	متعدد الانعكاسات
Myopia	حسر البصر

N

Nabla	نبلا
Nano meter	نانو متر
Natural	طبيعي
Natural logarithm	لغاريتم طبيعي
Natural numbers	أعداد طبيعية
Nature of light	طبيعة الضوء
Natural light	ضوء طبيعي
Near (point)	نقطة الكثب
Negative	سلبي
Negative crystal	بلوة سالبة
Negative lens	عدسة سالبة
Negligence	إهمال
Network	شبكة
Newton	نيوتن
Newtonian mechanics	ميكانيك نيوتن
Newton's laws	قوانين نيوتن
Newton's rings	حلقات نيوتن

Nicol prism	موشر نيكول
Night vision	رؤية ليلية
Nocturnal vision	رؤية مسائية
Node	عقدة
Nodal point	نقطة عقدية
Noise	ضجيج
Non – centrosymmetric	تناظر لامركزي
Non - conservative	لا محافظة
Non – equilibrium state	حالة لا متوازنة
Non – inertial	لا عطالي
Non – linear	لا خطي
Non – linear optics	علم الضوء اللاخطي
Non – relativistic	لا نسبوي
Non – stationary	غير مستقر
Non – uniform	غير منتظم
Nonconservative Force	قوة غير محافظة
Nonlinear equation	معادلة لاخطية
Normal	عادي، عمودي، ناظمي
Normal component	مركبة ناظمية
Normal distribution	توزع نظامي
Normal spectrum	الطيف الطبيعي (النظامي)
Normal stress	إجهاد نظامي
Nucleus	نواة
Number	عدد
Numerical constant	ثابت عددي

Numerical value	قيمة عددية

O

Object	جسم
Object point	نقطة جسمية
Objective	العدسة الجسيمية
Oblique	مائل
Oblique coordinates	إحداثيات مائلة
Oblique rays	أشعة مائلة
Observer	مراقب
Octahedral	ثماني وجوه
Ocular (eyepiece)	عينية
Odd	فردي
Odd function	تابع فردي
Odd number	عدد فردي
One dimensional	أحادي البعد
One-dimensional motion	حركة مستقيمة وفق خط مستقيم
Opacity	عتمة
Opaque	عاتم
Optical axes	المحور الضوئي
Optical Activity	الفعالية الضوئية
Optical glass	زجاج بصري
Optical instruments	الأجهزة الضوئية
Optical path	مسار ضوئي
Optical properties	الخواص الضوئية

Optical system	جملة ضوئية
Optical, Visual	بصري
Optics	علم الضوء - بصريات
Orbit	مدار
Orbital angular momentum	اندفاع زاوي مداري
Orbital moment	عزم مداري
Orbital velocity	سرعة مدارية
Order of interference	رتبة التداخل
Ordinary	عادي (طبيعي)
Ordinary ray	شعاع عادي
Ordinate	ترتيب
Origin	مبدأ
Original	أصلي
Orthogonal	متعامد
Oscillating motion	حركة اهتزازية
Oscillation	اهتزاز
Oscillation (or Vibration)	اهتزاز
Oscillator	هزازة - مهتز
Oscilloscope	راسم الإهتزاز المهبطي
Output	حاصل، ناتج، خرج
Oval	بيضوي
Overlapping	تراكب

P

Parabola	قطع مكافئ

Parallel	موازي
Parallel-Side plate	صفيحة متوازية الوجهين
Parameter	وسيط
Parametric	وسيطي
Parametric equation	معادلة وسيطية
Paraxial rays	أشعة محورية
Partial	جزئي
Partial pressure	ضغط جزئي
Particle	جسيم
Particle mass	كتلة الجسيم
Path	مسار
Path difference	فرق المسير
PC or Personal Computer	حاسب شخصي
Peak	ذروة
Perihelion	نقطة الرأس
Perimeter	محيط
Period	دور
Periodic	دوري
Periodic oscillation	اهتزاز دوري
Persistence of vision	بقاء الصورة
Phase	طور، مرحلة
Phase difference	اختلاف الطور، فرق الطور
Phase reversal	انقلاب الطور
Phase slowness	إبطاء الطور
Phase velocity	السرعة الطورية

Phenomenon	ظاهرة
Phonon	فونون
Photon	فوتون
Photoelasticity	المرونة الضوئية
Photographic plate	لوح تصوير
Physical optics	الضوء الفيزيائي
Pincushion distortion	تشوه هلالي
Plane	مستو (مستوي)
Plane mirror	مرآة مستوية
Planet	كوكب
Plano concave lens	عدسة مستوية مقعرة
Plano convex lens	عدسة مستوية محدبة
Plasma	بلازما
Plate	صفيحة
Plot	رسم بياني
Point source	منبع نقطي
Polar	قطبي
Polar axis	محور قطبي
Polar coordinates	إحداثيات قطبية
Polar vector	شعاع قطبي
Polarization	استقطاب
Polarizer	مقطِب
Polarizing microscope	المجهر الإستقطابي
Polaroid	مقطب
Polarimeter	مقياس الاستقطاب

Pole	قطب
Polishing	صقل
Position	موضع
Position vector	شعاع الموضع
Positive crystal	بلورة موجبة
Positive lens	عدسة موجبة
Potential	كمون، كامن
Potential Energy	طاقة كامنة
Power	استطاعة، قدرة
Presbyopia	قدع (قصور البصر)
Pressure	ضغط
Pressure difference	فرق الضغط
Principle	مبدأ
Principle axis	المحور الأصلي
Principle lateral aberration	زيغ عرضاني اصلي
Principle longitudinal aberration	زيغ طولاني اصلي
Principle planes	المستويات الأصلية
Principle section	المقطع الأصلي
Principle of superposition	مبدأ التراكب
Prism	موشور
Projectile	قذيفة
Projection	مسقط
Propagation of light	انتشار الضوء
Property	خاصية
Proportion	تناسب

Proportional	تناسب طردي
Pulse	نبضة
Punctual	نقطي أو منقط
Pupil	بؤبؤ

Q

Quadrangle	رباعي الأضلاع أو الزوايا
Qualitative	كيفي
Quality	خاصية أو نوعية أو جودة
Quantitative	كمي
Quantity	كمية (مقدار)
Quantity of motion	كمية حركة
Quarter wave plate	صفيحة ربع موجية
Quasi-	شبه
Quasi - particle	شبه جسيم
Quasi static	شبه سكوني

R

Radian	راديان
Radiation	إشعاع
Radius	نصف قطر
Rainbow	قوس قزح
Random	عشوائي
Random motion	حركة عشوائية
Range	مجال
Rate	معدل

Ratio	نسبة
Ray tracing	رسم الأشعة
Rays	أشعة
Real	حقيقي
Real image	خيال حقيقي
Real object	جسم حقيقي
Rectangle	مستطيل
Rectangular projection	اسقاط قائم
Rectilinear motion	حركة مستقيمة
Reduced image	خيال مصغر
Reduced mass	كتلة مختزلة
Referance	مرجع
Reflectance	انعكاسية
Reflecting	عاكس
Reflecting telescope	نظارة فلكية عاكسة
Reflection	انعكاس
Refracting telescope	نظارة فلكية كاسرة
Refraction	انكسار
Refractive	كاسر
Refractive index	قرينة انكسار
Regular	منتظم
Regular reflection	انعكاس منتظم
Relation	علاقة
Relative	نسبي
Relative Acceleration	تسارع نسبي

Relative Incertitude	ارتياب نسبي
Relative Index of refraction	قرينة الأنكسار النسبية
Relative velocity	سرعة نسبية
Relativity	النسبية
Resistance	مقاومة
Resolving power	مقدرة الفصل
Rsonance	طنين - تجاوب
Resultant	ناتج، محصلة
Resultant Acceleration	تسارع محصل
Retina	شبكية العين
Retina fatigue	إجهاد الشبكية
Reversibility of light	عكوسية الضوء
Ring	حلقة
Rotation	دوران
Rotational Energy	طاقة دورانية
Rotatory dispersion	تبديد دوراني
Rough	خشن
Rule	قاعدة

S

S. I. units	النظام الدولي للواحدات
Sagittal	سهمي
Sample	عينة
Scalar	سلمي
Scalar field	حقل سلمي

Scalar potential	كمون سلمي
Scalar quantity	مقدار سلمي أو كمية سلمية
Scale	سلم تدريج
Scattering	تشتت
Saccharimeter	مقياس السكر
Scintillation	تلألؤ، وميض
Screen	شاشة، حاجز
Second	ثانية
Self – energy	طاقة ذاتية
Self - field	حقل ذاتي
Sensitivity	الحساسية
Separation	انفصال
Shape	شكل
Shutter	حاجب، مغلاق
Sidereal	نجمي
Sign convention	اصطلاح الأشارة
Signal	إشارة
Simple	بسيط
Simple harmonic motion	حركة توافقية بسيطة
Simulation	محاكاة
Sine condition	شرط الجيب
Slide	منزلقة
Slit	شق
Slope	الميل
Smoothing	صقل، تنعيم

Snell's Law	قانون نيلز (سنل) في العدسات
Software	برمجيات
Solar	شمسي
Solar day	يوم شمسي
Solar eclipse	كسوف شمسي
Solar system	المنظومة الشمسية
Solid	جسم صلب
Source	منبع
Space	فضاء، مكان
Spark	شرارة
Specific	نوعي
Specific Heat	حرارة نوعية
Spectra	طيوف
Spectral lines	خطوط طيفية
Spectroscope	مطياف
Spectrometer	مقياس الطيف
Spectrometer (prism)	المطياف ذو الموشور
Spectroscopy	علم الأطياف
Spectrum	طيف
Spectrum analysis	التحليل الطيفي
Spectra line	خطوط الطيف
Speed	سرعة عددية
Sphere	كرة
Spherical	كروي
Spherical aberration	زيغ كروي

Spherical coordinates	إحداثيات كروية
Spherical dioptre	كاسر كروي
Spiral	لولبي
Spiral path	مسار لولبي
Stability	استقرار، ثبات
Stable	مستقر
Stable Equilibruim	توازن مستقر
Stable orbit	مدار مستقر
Stand	حامل، منصب
Standard	نظامي ، معياري
Static	ساكن
Stationary	مستقر أو مستتب
Stationary wave	موجة مستقرة
Stereoscopic vision	رؤية مجسمة
Stokes Parameters	قرينةات ستوك
Stop	حاجز
String	خيط
Structure	بنية
Sum	مجموع
Superpostion	تراكب
Surface	سطح
Surface tension	توتر سطحي
Symmetry	تناظر، تماثل
System	منظومة، مجموعة
Synchronism	متزامن - متواقت

Systematic error	خطأ نظامي

T

Table	جدول، قائمة
Tangent	مماس
Tangential	مماسي
Tangential Acceleration	تسارع مماسي
Technology	تقانة
Telescope	تلسكوب، نظارة فلكية
Temperature	درجة الحرارة
Tensile	شد
Tensile strain	انفعال الشد
Tensile strength	مقاومة الشد
Tensile stress	إجهاد الشد
Tension	توتر
Tetragonal crystal	بلورة معينية
Theoretical	نظري
Theory	نظرية
Thick lens	عدسة سميكة
Thickness	سماكة - ثخانة
Thin lens	عدسة رقيقة
Thin - film	الأغشية الرقيقة
Threshold	عتبة
Time	زمن
Time-delay	زمن تأخير

Time dilation	تمدد الزمن
Time of exposure	زمن التعرض
Timer	مؤقت
Torque	عزم القوة أو عزم الفتل
Torsion	فتل
Total	كلي
Total Energy	طاقة كلية
Total reflection	الانعكاس الكلي
Track	مسار، أثر
Trajectory	مسار
Transformation	تحويل، تحول
Transition	إنتقال
Transmission	إرسال، نقل
Transmitted light	الضوء النافذ
Tranmittance	النفوذية
Transmitting grating	الشبكة المنفذة للضوء
Transparent	شفاف
Triangle	مثلث
Tube	أنبوب
Tube Capillary	أنبوب شعري

U

Ultramicroscopic	فوق مجهري
Ultrasonic	فوق صوتي
Ultraviolet	فوق بنفسجي

Undamped oscillation	اهتزازة غير متخامدة
Undetermined	غير محدد
Uniaxail crystal	بلورة وحيدة المحور
Uniform	منتظم
Unit	واحدة
Universal	عام، شامل
Unpolarized Light	ضوء غير مستقطب
Unstable	غير مستقر، قلق

V

Vacancy	شاغر، ثغرة
Vacuum	فراغ، خلاء
Variable	متحول، متغير
Vector	شعاع، متجه
Vector quantity	مقدار شعاعي
Vectorial Division	قسمة شعاعية
Velocity	سرعة
Velocity of light	سرعة الضوء
Vertex	رأس
Vertical	شاقولي
Vibration	اهتزازة
Virtual image	خيال وهمي
Virtual object	جسم وهمي (خيالي)
Visible rays	أشعة مرئية
Vision	رؤية

Visibile light	الضوء المرئي
Visibility	مجال وضوح الرؤيا
Visual acuity	حدة الإبصار
Visual angle	زاوية الإبصار
Vitreous humour	خلط زجاجي
Volume	حجم

W

Wave	موجة
Wave - front	صدر الموجة
Wave - guide	دليل الموجة
Wavelength	طول الموجة
Wavelثt	موجة ثانوية (مويجة)
Wave - motion	حركة موجية
Wave - number	العدد الموجي
Wave - plate	صفيحة موجية
Wave - theory of light	النظرية الموجية للضوء
Wedge	حافة أو وتد
Weight	ثقل
Width	عرض
Wire	سلك
Work	عمل

X

X – Ray	الأشعة السينية

Y

Yellow spot	اللطخة صفراء
Young's experiment	تجربة شقا يونغ

Z

Zone axis	محور المنطقة

المراجع العلمية

E. Hecht, A. Zajac, "Optics", Adelphi University, Addison-Wesley, 1974.

F. W. Sears, "Optics", Dartmonth College, 3rd Ed, Addison-Wesley, 1974.

F. P. Jenkins, H. E. White, "Fundamentals of optics", Mc Graw-Hill book, 1981.

M. Bass, E. W . Van Stryland, D. R . Williams, W. L . Wolfe, "Handbook of Optics", Vol. I, 2nd, Mcgraw-Hill Inc, 1995

J. P. Dakin, R. G. W Brown, "Handbook of Optoelectronics", Taylor & Francis, 2006.

F. G. Smith, T. A. King, D. Wilkins, "Optics and Photonics: An Introduction", 2nd Ed, John Wiley & Sons Ltd, 2007.

Joseph W. Goodman, Introduction to Fourier Optics , Third Edition, Stanford University, 2005

أ. د. عبد الفتاح أحمد الشاذلي، د. سعيد بسيوني الجزيري، "أساسيات البصريات"، دار ماكجروهيل للنشر، الطبعة الرابعة.

د. أجمد فؤاد الباشا، د. شريف أمحد خيري، "البصريات"، دار الفكر العربي القاهرة، الطبعة الاولى 1998.

أ. د. صيف الله نصور، د. نهلة دادو، د. عبد الباسط قبس، "الضوء الفيزيائي"، جامعة تشرين، 2005.

د. خالد عقيل، "الاهتزازات و الأمواج 2"، جامعة دمشق، 1987.

أ. علي معاذ العليان، أ. د. محمد كوسا، أ. د. صيف الله نصور "تصميم وبرمجة هولوغرامات رقمية"، جامعة دمشق، 2010.

اللجنة العلمية

أ. د. فوزي غالب عوض

أ. د. ضيف الله نصور

أ. د. محمد الكوسا

المدقق اللغوي

د. حمود يونس